

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

TRAN-AN-NHAN

Ingénieur E.S.E.

1^{re} THÈSE. — « Contributions à l'étude du champ électrique bi-ionisé dans le cas d'un fil coronisant et d'un cylindre coaxial donnant lieu à la contre-émission. »

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 3 juin 1958 devant la Commission d'examen

MM. PAUTHENIER *Président.*

M. MORAND

VASSY

} *Examineurs.*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

TRAN-AN-NHAN

Ingénieur E.S.E.

1^{re} THÈSE. — « Contributions à l'étude du champ électrique bi-ionisé dans le cas d'un fil coronisant et d'un cylindre coaxial donnant lieu à la contre-émission. »

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 3 juin 1958 devant la Commission d'examen

MM. PAUTHENIER *Président.*

M. MORAND

VASSY

} *Examineurs.*



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PERES

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	WIEMANN	T	Chimie organique structurale.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparée.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	PRUVOST	T	Géologie.
PERES	T	Mécanique des fluides et applications.	AMIEL	T	Chimie générale.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	HOCART	T	Minéralogie.
M. CURIE	T	Physique (P. C. B.).	J. P. MATHIEU	T	Physique (P. C. B.).
BARRABE	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P. C. B.).
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	MAY	T	Biologie animale (P. C. B.).
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique	CHOQUET	T	Calc. différ. et Intégral.
PLANTEFOL	T	Botanique.	FELDMANN	T	Biologie (P. C. B.).
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés.	GUINIER	T	Physique générale.
PREVOST	T	Chimie organique.	JOST	T	Physiologie comparée.
BOULIGAND	T	Applications de l'analyse à la Géométrie.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la physique.
WIART	T	Minéralogie.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
TEISSIER	T	Zoologie.	MALAVARD	T	Aviation.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	NORMANT	T	Chimie organique.
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	BENARD	T	Chimie (P. C. B.).
PIVETEAU	T	Paléontologie.	BUVAT	T	Botanique (E. N. S.).
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).	DUGUE	T	Statistiques mathématiques.
H. CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).	GELOSO	T	Chimie (S. P. C. N.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
FAVARD	T	Mécanique générale.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
COULOMB	T	Physique du Globe.	MARECHAL	T	Optique théorique et appliquée.
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (P. C. B.).	KIRMMANN	T	Théories chimiques.
CHRETIEN	T	Chimie minérale.	CHADEFAUD	T	Botanique.
P. DRACH	T	Zoologie.	DESTRIAU	T	Physique (M. P. C.).
KASTLER	T	Physique.	Mlle LE BRETON	T	Physiologie générale.
EPHRUSSI	T	Génétique.	SALEM	T	Mathématiques générales.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.	LELONG	T	Mathématiques générales.
RIVIERE	T	Géologie (S. P. C. N.).	DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comparées.
GAUTHIERET	T	Biologie végétale (P. C. B.).	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
LUCAS	T	Recherches physiques.	FRANCON	T	Physique (M. P. C.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
ARNULF	T	Optique appliquée.	GODEMENT	T	Mathématiques (M. P. C.).
M. MORAND	T	Physique.	PISOT	T	Calcul des probabilités.
SOLEILLET	T	Physique.	ROCH (E.)	T	Géologie.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	SCHATZMANN	T	Astrophysique.
DANJON	T	Astronomie.	TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
LAPORTE	T	Physique générale et radioactivité.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	JOLIOU	T	Physique nucléaire et radioactivité.
PETIT	T	Biologie maritime.	LENNUIER	T	Physique (P. C. B.).
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	RIZET	T	Génétique.
GALLIEN	T	Embryologie.	Mme TONNELAT	T	Théories physiques.
EICHORN	T	Biologie végétale (P. C. B.).	DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.).
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P. C. B.).	SOUCHAY	T	Chimie générale.
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.	AIGRAIN	T	Physique (P. C. B.).
THELLIER	T	Physique du Globe.	BRUSSET	T	Chimie minérale.
L'HERITIER	T	Génétique.	M. LEVY	T	Physique théorique.
GRIVET	T	Radioélectricité.	LENORMANT	T	Physiologie.
PONCIN	T	Mécanique des fluides.	Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
DUBREIL	T	Arithmétique et théories des nombres.	Mme HUREL-PY	T	Biologie végétale (P. C. B.).
QUELET	T	Chimie organique.	PIAUX	T	Chimie (P. C. B.).
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.	BRUN	T	Mécanique expérimentale des fluides.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.	LEDERER	T	Chimie biologique.
CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	Mme DUBREUIL	T	Mathématiques.
JUNG	T	Pétrographie.	JACOTIN	T	Mathématiques.
			Mme LELONG	T	Mathématiques (E. N. S.).
			FERRAND	T	Géologie (S. P. C. N.).
			BELLAIR	T	Physique (M. P. C.).
			COTTE	T	Chimie (S. P. C. N.).
			DUBOIS J. E.	T	Zoologie (E. N. S.).
			LAMOTTE	T	Chimie (P. C. B.).
			MICHEL	T	Energétique générale.
			OLMER	T	Mécanique des fluides.
			LE ROLLAND	T	Physique enseignement.
			ROUAULT	T	

Secrétaire Général G. MONIER.

A MES PARENTS



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547106_0042

CONTRIBUTIONS A L'ÉTUDE DU CHAMP ÉLECTRIQUE BI-IONISÉ DANS LE CAS D'UN FIL CORONISANT ET D'UN CYLINDRE COAXIAL DONNANT LIEU A LA CONTRE-ÉMISSION

INTRODUCTION

Pendant le fonctionnement de l'électrofiltre simple constitué par un cylindre relié à la terre et un fil coaxial porté à un haut potentiel continu négatif, l'électrode de dépôt se couvre peu à peu d'une couche de poussière. Cette couche est poreuse et a souvent une mauvaise conductibilité électrique à cause, d'une part de la grande résistance de l'élément précipité, d'autre part de la résistance des espaces intermédiaires entre les différents grains de poussière constituant le dépôt. Les ions du gaz et les nouveaux grains de poussière qui arrivent sur cette couche sous l'action du champ électrique y seront neutralisés ou déchargés non instantanément mais au bout d'un certain laps de temps.

Il se produit donc à cette surface une accumulation de charges négatives jusqu'à ce que le champ dans les pores de la couche atteigne une certaine valeur critique qui provoque une décharge à travers la couche. En même temps, toute la surface du dépôt s'illumine et libère des ions de signe contraire aux ions incidents. Comme des ions arrivent toujours du fil coronisant, le phénomène s'entretient. Nous constatons alors que le courant total d'ionisation augmente considérablement pendant que le rendement de l'électrofiltre baisse.

Ce phénomène de contre émission, signalé depuis longtemps [1], nous impose donc l'étude théorique et expérimentale de l'espace ainsi chargé des ions de deux signes dans le cas de la symétrie cylindrique.

Nous commencerons l'exposé par un bref rappel des connaissances actuelles sur le champ électrique ionisé. Nous donnerons ensuite une étude des sondes froides cylindrique et sphérique, et de la sonde incandescente *dans le cas d'un champ bi-ionisé* en nous servant de la théorie de charge par flux d'ions.

L'étude du champ électrique bi-ionisé constituera le troisième chapitre; nous devons y introduire une relation déterminée expérimentalement qui nous permettra de résoudre les équations générales en un point quelconque du champ. Cela tient à ce que nous ne savons pas encore mettre directement en équation le phénomène de contre-émission.

Le quatrième chapitre sera consacré aux résultats expérimentaux dont le plus important est celui relatif à la mesure du *taux de contre-émission*. Nous déterminerons ensuite au cinquième chapitre les trajectoires des grains de poussière dans le champ électrique bi-ionisé, ce qui constitue une application théorique directe aux électro-filtres.

Avant d'exposer ces divers résultats, nous tenons à témoigner notre profonde reconnaissance à M. Pauthenier, professeur d'Electrotechnique générale à la Faculté des Sciences de Paris, directeur du Laboratoire de Hautes Tensions du Centre National de la Recherche Scientifique, qui a bien voulu nous guider dans nos recherches.

Nous prions M. Dubois, sous-directeur du Laboratoire, qui a facilité notre tâche en nous accordant tout ce dont nous avons besoin, d'agréer notre vive gratitude.

Nous remercions M. Cochet, ingénieur-docteur et M. Dupuy, docteur ès-Sciences de leurs bienveillants conseils.

Nous tenons à remercier également M. Warion, calculateur, de son dévouement, et le personnel du laboratoire dont la collaboration nous a été très précieuse.

I. — ETUDE SOMMAIRE DU CHAMP CYLINDRIQUE MONO-IONISE

Considérons un cylindre de rayon R et un fil coaxial de rayon a . Si nous portons le fil à un haut potentiel négatif, le cylindre étant relié à la terre, il s'entoure d'une gaine lumineuse semée d'aigrettes brillantes très rapprochées. En même temps on entend un bruissement caractéristique accompagné dans l'air d'un dégagement abondant d'ozone. Nous observons ainsi l'effet de couronne négatif provenant de l'ionisation des molécules de gaz par une avalanche électronique.

Ce champ ionisé (dans l'espace compris entre la gaine lumineuse qui entoure le fil axial et l'électrode périphérique) a été déjà étudié par J. J. Thomson et par bien d'autres auteurs depuis.

Nous rappellerons rapidement les résultats déjà acquis dans ce domaine.

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\Delta V = -4\pi\rho$$

ρ étant la densité de charge négative au point M d'abscisse radiale r où le potentiel est V et le champ E .

Soit i le courant d'ionisation par unité de longueur du système. Nous admettons que, sauf au voisinage immédiat du fil, l'ionisation par choc est négligeable et que les ions négatifs ont partout une mobilité constante k ce qui est d'ailleurs vérifié par l'expérience.

$$V_r = -r \sqrt{(E_0^2 - E_g^2) \frac{a^2}{r^2} + E_g^2} + R \sqrt{(E_0^2 - E_g^2) \frac{a^2}{R^2} + E_g^2} + a \sqrt{E_0^2 - E_g^2} \text{Log} \frac{\sqrt{(E_0^2 - E_g^2) \frac{a^2}{r^2} + E_g^2} + \frac{a}{r} \sqrt{E_0^2 - E_g^2}}{\sqrt{(E_0^2 - E_g^2) \frac{a^2}{R^2} + E_g^2} + \frac{a}{R} \sqrt{E_0^2 - E_g^2}}$$

Or, dans les cas pratiques, on a :

$$E_0^2 \gg E_g^2$$

Pour $r = a$, nous avons $V_r = V$, la relation tension-courant s'écrit :

$$V = -aE_0 + R \sqrt{\frac{a^2}{R^2} E_0^2 + E_g^2} + aE_0 \text{Log} \frac{2E_0}{\sqrt{\frac{a^2}{R^2} E_0^2 + E_g^2} + \frac{aE_0}{R}}$$

Cette relation est en bon accord avec les valeurs expérimentales.

Dans l'état de régime la relation de continuité donne :

$$\rho = \frac{i dt}{2\pi r dr} = \frac{i}{2\pi r kE}$$

D'où, en coordonnées cylindriques, l'équation :

$$r \frac{d^2 V}{dr^2} \cdot \frac{dV}{dr} + \left(\frac{dV}{dr} \right)^2 - \frac{2i}{k} = 0$$

En intégrant, nous trouvons l'expression du champ :

$$E = \sqrt{\frac{2i}{k} + \frac{C^2}{r^2}}$$

Pour $r = a$, $E = E_0$.

Le gradient de potentiel à la surface du conducteur E_0 est pratiquement le gradient de disrapture correspondant à la tension de seuil; E_0 est légèrement supérieur au gradient de disrapture en tension négative et légèrement inférieur en tension positive d'après Kaptzov.

$$E_0 = \frac{V_0}{a \text{Log} \frac{R}{a}}$$

D'où l'expression de E :

$$E = \sqrt{\frac{2i}{k} \cdot \frac{r^2 - a^2}{r^2} + \frac{a^2}{r^2} E_0^2}$$

Pour des points situés à plus de quelques centimètres du fil, le champ est constant car $r^2 \gg a^2$ et, sensiblement :

$$E_g = \sqrt{\frac{2i}{k}}$$

L'intégration de l'expression du champ donne le potentiel :

$$V_r = - \int_R^r E dr$$

II. — ETUDE DES SONDES DANS LE CHAMP BI-IONISE

A. — ETUDE CRITIQUE

DE L'EMPLOI DE LA SONDE CYLINDRIQUE FROIDE [2, 3, 4]

Si un fil fin est introduit parallèlement au fil central dans l'espace bi-ionisé, afin de perturber le moins possible le champ, il prendra un potentiel supérieur au potentiel d'espace en l'absence de sonde. Si on lui applique une tension provenant d'une source extérieure et légèrement différente du potentiel d'espace dans lequel il se trouve, on obtiendra

une courbe du courant de sonde en fonction de la tension appliquée, appelée *caractéristique de sonde*.

Cette courbe nous permet de connaître le potentiel d'espace et d'avoir une relation entre les densités de charges au voisinage du point considéré.

Cette sonde étant à la pression atmosphérique où l'écoulement des ions obéit à la loi $\vec{V} = k \vec{E}$ (E , champ total), l'excès de la tension de sonde sur le potentiel d'espace forme un champ local qui s'ajoute au champ existant au voisinage de la sonde. Ce problème est différent de celui de la sonde de Langmuir : à basse pression, la longueur du libre parcours des ions est comparable aux dimensions du collecteur ; les ions libres de se déplacer s'accumulent et forment alors une gaine autour du collecteur, où est consommée la majeure partie de l'excès de tension de sonde sur le potentiel d'espace.

Nous supposons qu'au point où on effectue la mesure, la divergence du champ n'est pas trop grande, de sorte que nous pouvons la considérer comme un champ parallèle pour une distance comparable aux dimensions du collecteur. Il n'y a pas de changement brusque de charges d'espace.

En outre le champ local autour du collecteur n'a pas d'influence appréciable sur la décharge couronne principale.

L'influence de la sonde sur la contre-émission est supposée inexistante dans l'étude théorique qui va suivre.

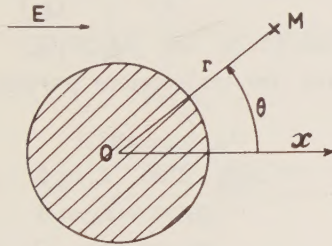


FIG. 1.

La sonde se trouve dans un champ uniforme bi-ionisé. L'équation du potentiel en un point M de coordonnées r, θ s'écrit :

$$V = \left(\frac{a^2}{r} - r \right) E \cos \theta - 2Q \operatorname{Log} r$$

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{1}{2 \sin^2 \theta} \left[-\alpha \sin \theta + \cos \theta (\lambda + \alpha \theta) \right] \frac{[-\alpha \theta - \lambda \pm \sqrt{(\alpha \theta + \lambda)^2 - 4a^2 \sin^2 \theta}]}{\pm \sqrt{(\alpha \theta + \lambda)^2 - 4a^2 \sin^2 \theta}}$$

Distances des asymptotes à l'axe

Les directions asymptotiques des trajectoires sont : $\theta = 0$; $\theta = \pi$. Les distances des asymptotes à l'axe sont donc :

$$\theta = 0 \quad r \sin \theta \rightarrow -\lambda$$

$$\theta = \pi \quad r \sin(\theta - \pi) \rightarrow -\alpha\pi - \lambda$$

Q , étant la charge de la sonde,
 a , le rayon du fil.

Les lignes de force sont des trajectoires orthogonales des lignes équipotentielles. L'équation différentielle de ces lignes s'écrit :

$$r^2 \left(\frac{a^2}{r^2} + 1 \right) E \cos \theta + r' \left(\frac{a^2}{r} - r \right) E \sin \theta - 2Q = 0$$

$$r' = \frac{dr}{d\theta}$$

En intégrant cette équation :

$$2Q\theta + \left(\frac{a^2}{r} + r \right) E \sin \theta = C$$

En posant :

$$\alpha = \frac{2Q}{E} \quad \text{et} \quad \lambda = -\frac{C}{E}$$

nous avons l'équation :

$$\alpha\theta + r \sin \theta \left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) + \lambda = 0$$

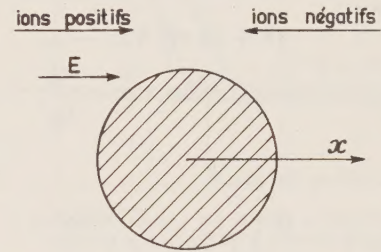


FIG. 2.

Supposons que les ions positifs se déplacent dans le sens positif et les ions négatifs dans le sens contraire.

L'équation des lignes de force peut être mise sous la forme :

$$r = \frac{1}{2 \sin \theta} [-\alpha \theta - \lambda \pm \sqrt{(\alpha \theta + \lambda)^2 - 4a^2 \sin^2 \theta}]$$

Ce qui donne comme, dans le cas d'un champ mono-ionisé [2] :

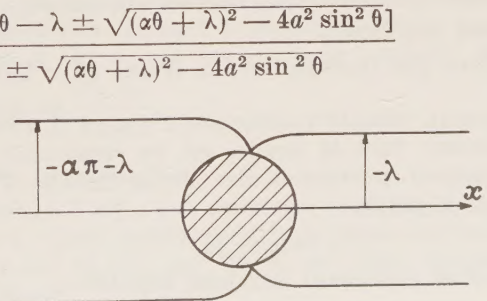


FIG. 3.

Trajectoires particulières qui délimitent les courbes qui coupent le cylindre (fil) et les courbes qui ne les coupent pas

Soit λ_0 la valeur qui correspond à ces trajectoires particulières. λ_0 est déterminée par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha\theta + 2a \sin \theta + \lambda_0 &= 0 \\ \alpha \sin \theta - \cos \theta (\lambda_0 + \alpha\theta) &= 0\end{aligned}$$

Ce qui nous donne, en éliminant λ_0 :

$$2a \sin \theta \left(\frac{\alpha}{2a} + \cos \theta \right) = 0$$

1° $\sin \theta \neq 0$ ou $|Q| < |Q_0|$
 $Q_0 = Ea$, charge limite de la sonde.

Nous avons : $\cos \theta = -\frac{\alpha}{2a} = -\frac{Q}{Q_0}$

Les distances entre les asymptotes des trajectoires particulières et l'axe sont :

$$\begin{aligned}y_1 &= -\lambda_0 \\ y_2 &= -\alpha\pi - \lambda_0\end{aligned}$$

Comme les équations des trajectoires particulières sont devenues :

$$\begin{aligned}\alpha\theta + 2a \sin \theta &= -\lambda_0 \\ \cos \theta &= -\frac{Q}{Q_0},\end{aligned}$$

on a :

$$y_1 = -\lambda_0 = \alpha\theta + 2a \sin \theta$$

$$y_1 = \alpha \arccos \left(-\frac{Q}{Q_0} \right) + 2a \sqrt{1 - \frac{Q^2}{Q_0^2}}$$

$$y_1 = \frac{2}{E} \left[Q\pi - Q \arccos \left(\frac{Q}{Q_0} \right) + \sqrt{Q_0^2 - Q^2} \right]$$

$$y_2 = -\alpha\pi - \lambda_0$$

$$= -\alpha\pi + \alpha \arccos \left(-\frac{Q}{Q_0} \right) + 2a \sqrt{1 - \frac{Q^2}{Q_0^2}}$$

$$y_2 = -\frac{2}{E} \left[Q \arccos \left(\frac{Q}{Q_0} \right) - \sqrt{Q_0^2 - Q^2} \right]$$

L'expression du courant de charge de la sonde par centimètre de fil est : $I = \rho v S$, avec :

ρ = densité de charge dans l'espace coronaire;

v = vitesse des ions;

S = surface que traverse le flux d'ions ($S = 2y$).

Ce courant, compté positivement quand il s'écoule de l'extérieur vers la sonde, est la résultante des deux courants provenant des déplacements d'ions positifs et négatifs.

$$I = I_1 + I_2.$$

I_1 = courant provenant des ions négatifs;

I_2 = courant provenant des ions positifs.

D'où :

$$I_1 = -\rho_- k_- E 2y_1$$

$$I_1 = -4\rho_- k_- \left[Q\pi - Q \arccos \frac{Q}{Q_0} + \sqrt{Q_0^2 - Q^2} \right]$$

$$I_2 = \rho_+ k_+ E 2y_2$$

$$I_2 = -4k_+ \rho_+ \left[Q \arccos \frac{Q}{Q_0} - \sqrt{Q_0^2 - Q^2} \right]$$

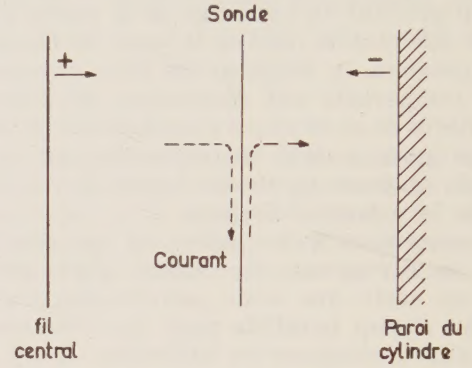


FIG. 4.

Et, par suite, l'expression de I :

$$I = 4 \left[(k_+ \rho_+ - k_- \rho_-) \left(\sqrt{Q_0^2 - Q^2} - Q \arccos \frac{Q}{Q_0} \right) - k_- \rho_- Q\pi \right]$$

2° $\sin \theta = 0$ ou $|Q| > |Q_0|$

Les équations des trajectoires particulières étant devenues :

$$\lambda_0 = -\alpha\theta$$

a) $\theta = 0$, d'où $\lambda_0 = 0$

$$y_1 = -\lambda_0 = 0$$

$$y_2 = -\alpha\pi - \lambda_0 = -\alpha\pi$$

D'où un courant engendré par les seuls ions positifs.

$$I_2 = \rho_+ k_+ E 2y_2 = -4\pi k_+ \rho_+ Q$$

$$I_2 = -4\pi k_+ \rho_+ Q$$

b) $\theta = \pi$, d'où $\lambda_0 = -\alpha\pi$

$$y_1 = -\lambda_0 = \alpha\pi$$

$$y_2 = -\alpha\pi - \lambda_0 = 0$$

et un courant engendré par les seuls ions négatifs :

$$I_1 = -4\pi k_- \rho_- Q$$

Etudions aussi le cas où $|Q| = |Q_0|$

a) $Q = -Q_0 = -Ea$

$$I_2 = 4\pi k_+ \rho_+ Ea$$

b) $Q = Q_0 = Ea$

$$I_1 = -4\pi k_- \rho_- Ea.$$

Nous pouvons tracer la courbe du courant de charge de la sonde. Le signe — devant les expressions des courants I_1 et I_2 tient aux conventions de signes adoptées pour Q .

La courbe se compose de deux parties rectilignes et d'une partie curviligne qui les raccorde. Les prolongements des parties rectilignes se rencontrent au point $Q = 0, I = 0$.

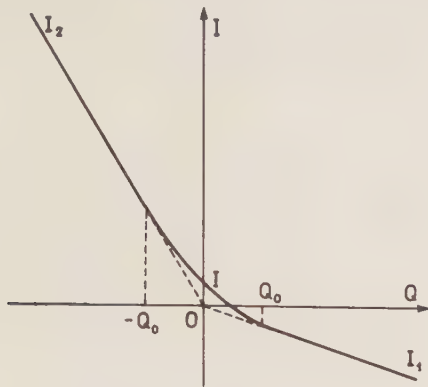


FIG. 5.

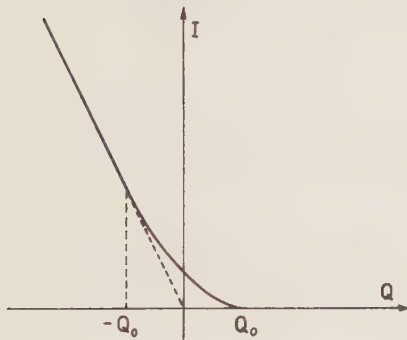


FIG. 6.

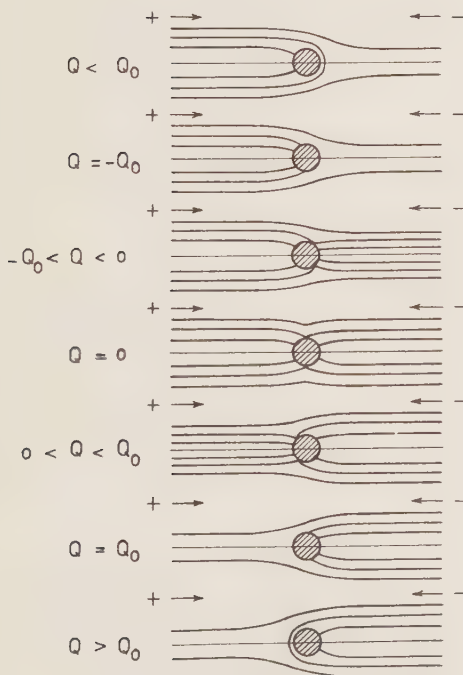


FIG. 7. — Flux d'ions captés par la sonde

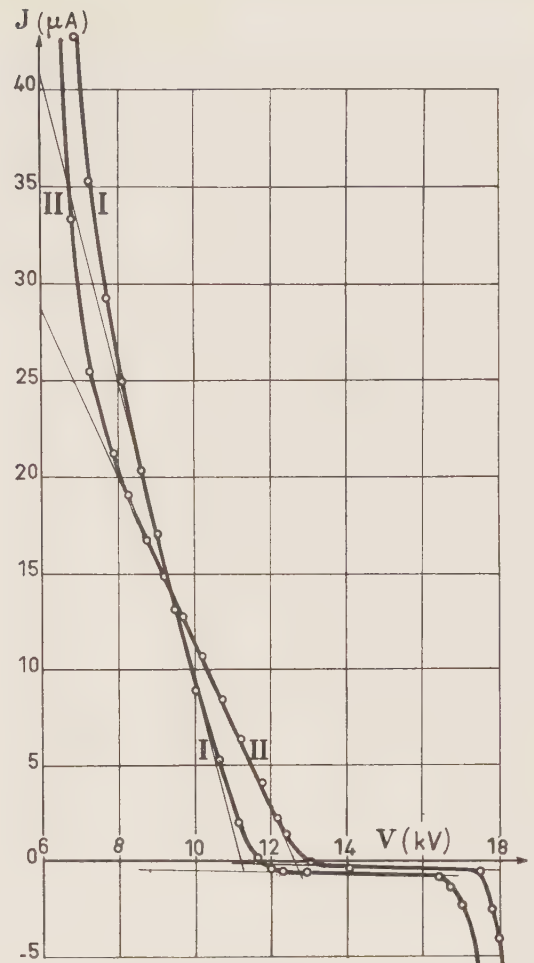


FIG. 8. — Caractéristique de sonde cylindrique froide (système cylindre-fil coaxiaux)

D = 10 cm de l'axe

I) V = 40 kV négatif II) V = 40 kV positif

Si C est la capacité propre de la sonde par unité de longueur, constante qui ne dépend pas de la tension appliquée sur le fil central, nous avons : $Q = C(V - V_0)$.

Si nous traçons la courbe du courant en fonction de V , potentiel appliqué sur la sonde, nous aurons une courbe identique à $I = f(Q)$.

Résultats

Le point de rencontre sur l'axe des potentiels des prolongements des parties rectilignes donne le potentiel d'espace au point où se trouve la sonde.

Les pentes des parties rectilignes étant proportionnelles à $k_+ \rho_+$ et $k_- \rho_-$, leur rapport donne la valeur de $\frac{k_+ \rho_+}{k_- \rho_-}$.

Cas particulier

Lorsqu'il n'y a pas de contre-émission, nous avons : $I_1 = 0$. Cette partie rectiligne reste confondue avec l'axe des Q (ou des V). Il ne reste qu'une partie rectiligne :

$$I_2 = -4\pi k_+ \rho_+ Q$$

et une partie curviligne :

$$I_2 = -4k_+ \rho_+ (Q \arccos \frac{Q}{Q_0} - \sqrt{Q_0^2 - Q^2}).$$

Si nous traçons la courbe du courant en fonction de V , le prolongement de la partie rectiligne nous donne le potentiel d'espace.

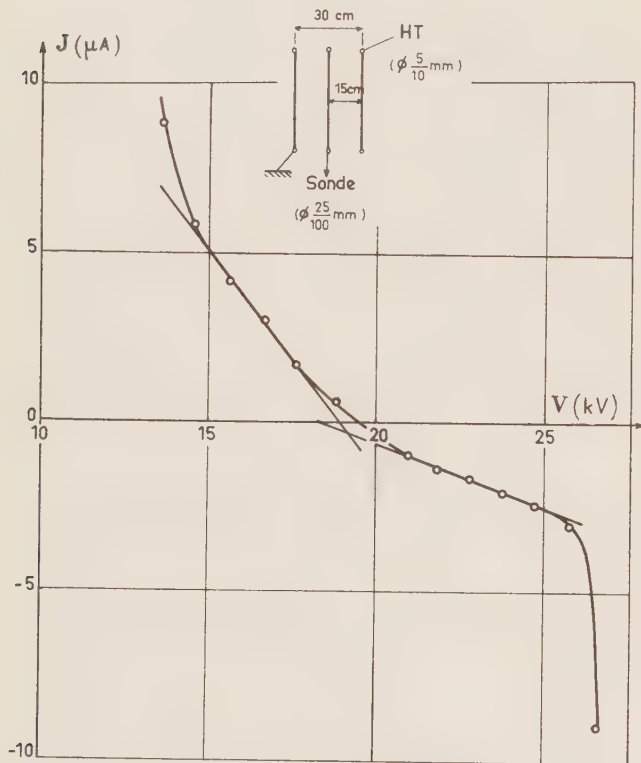


Fig. 9. — Caractéristique de sonde cylindrique froide (système deux fils parallèles) $V = 40$ kV négatif

Application

Dans le cas du système cylindre — fil coaxial, les courbes expérimentales de sonde n'ont pas la même allure que les courbes théoriques : la partie rectiligne correspondant au courant dû à la contre-émission est très aplatie sur l'axe des V et presque parallèle à cet axe. Ceci est dû à l'existence de l'ombre électrique de la sonde sur le cylindre et aussi à l'influence du dégagement d'ozone qui s'accumule dans le cylindre.

Ainsi la sonde froide ne permet pas la mesure du rapport des charges ; elle donne néanmoins le potentiel d'espace, car les résultats de ces mesures sont confirmés par ceux obtenus avec la sonde à incandescence, aux erreurs d'expériences près (inférieures à 5 %).

Nous avons étudié le champ bi-ionisé entre deux fils parallèles dont l'un est porté à un haut potentiel négatif et l'autre relié à la terre. Ce système nous a permis d'éliminer l'ombre électrique de la sonde : d'autre part, l'ozone dégagé se mélange à l'air libre de la salle et n'influence pratiquement pas

la mobilité des ions. Nous avons trouvé des courbes correctes. Cette étude sera donnée en annexe à la fin de cet exposé.

Notons que si la tension de sonde est trop différente de la tension d'espace, la sonde commence à émettre ce qui explique la déformation des parties rectilignes des caractéristiques de sonde.

B. — SONDE SPHÉRIQUE [2, 5]

L'étude d'une telle sonde, dont l'introduction dans un champ bi-ionisé perturberait le champ à cause du support de sonde, n'a d'intérêt que parce qu'elle donne l'expression de la charge limite d'une particule sphérique libre dans un champ bi-ionisé. Cette charge limite résulte d'une relation entre les densités de charges positives et négatives ; en outre, elle dépend du champ.

Nous gardons les mêmes hypothèses que pour le calcul de la sonde cylindrique froide.

Le problème est de révolution. Dans un plan méridien, l'équation du potentiel en un point $M(r, \theta)$ s'écrit :

$$V = \left(\frac{a^3}{r^2} - r \right) E \cos \theta + \frac{Q}{r}$$

Q = charge de la sphère ; a , son rayon.

L'équation différentielle des lignes de force est donc :

$$r' \left(\frac{a^3}{r^2} - r \right) E \sin \theta - \left(\frac{2a^3}{r} + r^2 \right) E \cos \theta - Q = 0$$

D'où, en intégrant :

$$2 \left(\frac{a^3}{r} + r^2 \right) E \sin^2 \theta - 2Q \cos \theta = C$$

Posons :

$$\alpha = \frac{2Q}{E}; \quad \lambda = -\frac{C}{E}$$

L'équation des lignes de forces est donc, dans le plan méridien,

$$\left(2 \frac{a^3}{r^3} + 1 \right) r^2 \sin^2 \theta - \alpha \cos \theta + \lambda = 0$$

Distances de l'axe aux asymptotes

Les directions asymptotiques étant $\theta = 0$ et $\theta = \pi$, l'expression :

$$r^2 \sin^2 \theta = \frac{\alpha \cos \theta - \lambda}{\frac{2a^3}{r^3} + 1}$$

nous donne :

$$\begin{aligned} \theta \rightarrow 0, \quad y_1^2 &\rightarrow \alpha - \lambda \\ \theta \rightarrow \pi, \quad y_2^2 &\rightarrow -\alpha - \lambda \end{aligned}$$

Les équations qui déterminent les trajectoires particulières figurées sont :

$$3a^2 \sin^2 \theta - \alpha \cos \theta + \lambda_0 = 0$$

$$6a^2 \cos \theta + \alpha = 0 \quad (\sin \theta \neq 0)$$

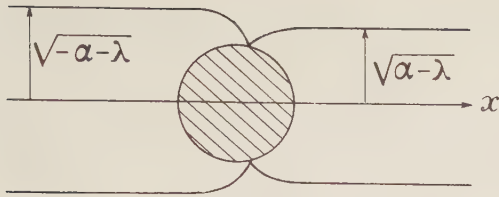


FIG. 10.

D'où :

$$\cos \theta = -\frac{\alpha}{6a^2} = -\frac{Q}{3Ea^2} = -\frac{Q}{Q_0}$$

$Q_0 = 3Ea^2$, charge limite de la sphère en champ mono-ionisé.

Nous en tirons :

$$\lambda_0 = \alpha \cos \theta - 3a^2 \sin^2 \theta$$

d'où :

$$\begin{aligned} y_1^2 &= \alpha - \lambda \\ &= 3a^2 \left(1 + \frac{Q}{3Ea^2}\right)^2 \\ y_2^2 &= -\alpha - \lambda_0 \\ &= 3a^2 \left(1 - \frac{Q}{3Ea^2}\right)^2 \end{aligned}$$

Le courant de charge de la sphère est :

$$I = \rho v S$$

S : surface que traverse le flux d'ions ($S = \pi y^2$).

Ce courant est toujours compté positivement quand il s'écoule de l'extérieur vers la sonde.

$$I = I_1 + I_2$$

I_1 courant provenant des ions négatifs,

I_2 courant provenant des ions positifs.

$$I_2 = \frac{k_+ \rho_+ \pi}{3Ea^2} (3Ea^2 - Q)^2$$

$$I_1 = -\frac{k_- \rho_- \pi}{3Ea^2} (3Ea^2 + Q)^2$$

D'où

$$I = \frac{\pi}{3Ea^2} [k_+ \rho_+ (3Ea^2 - Q)^2 - k_- \rho_- (3Ea^2 + Q)^2]$$

L'intégration avec $I = \frac{dQ}{dt}$ nous donne l'expression de la charge :

$$Q = 3Ea^2 \cdot \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} \cdot \frac{(1 - e^{-\mu t})(\lambda + 1)^2}{(\lambda + 1)^2 - e^{-\mu t}(\lambda - 1)^2}$$

avec

$$\lambda = \sqrt{\frac{k_+ \rho_+}{k_- \rho_-}} \quad \text{et} \quad \mu = 4\pi \sqrt{k_+ \rho_+ \cdot k_- \rho_-}$$

La charge limite est donc :

$$Q_M = 3Ea^2 \cdot \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}$$

Cas des ions d'un seul signe

Dans le cas mono-ionisé : $\rho_- = 0$, $\lambda \rightarrow \infty$ et $Q_M = Q_0 = 3Ea^2$.

Nous retrouvons ainsi la loi de charge d'une particule sphérique conductrice dans un champ mono-ionisé.

Revenons au cas des ions de deux signes, l'expression de la charge limite s'écrit encore :

$$\lambda = \sqrt{\frac{k_+ \rho_+}{k_- \rho_-}} = \frac{3Ea^2 + Q_M}{3Ea^2 - Q_M}$$

Si nous laissons tomber une bille d'acier dans le sens d'une équipotentielle et si nous la recueillons en bas du cylindre supposé debout, par un dispositif électrométrique que nous décrirons ultérieurement [6], nous mesurons, avec un temps de chute suffisant, la charge Q_M . Si nous connaissons d'autre part la valeur du champ E , nous obtiendrons la valeur du rapport $\frac{k_+ \rho_+}{k_- \rho_-}$ qui nous sera nécessaire dans l'étude du champ bi-ionisé.

Trajectoire d'une bille métallique dans un champ bi-ionisé

a) Mouvement de la bille en chute libre en fonction du temps.

Nous savons que la résistance de l'air sur un corps sphérique en mouvement est [7] :

$$R = C \rho' \frac{\pi d^2}{8} \cdot u^2$$

C : coefficient dépendant du nombre de Reynolds

$$R = \frac{ud}{v}$$

u : vitesse du corps;

d : son diamètre;

ρ' : masse spécifique de l'air;

v : viscosité cinématique ($v \neq 0,13$ u.c.g.s.).

L'équation de la chute libre d'une bille est donc :

$$m\gamma = mg - C\rho' \frac{\pi d^2}{8} \cdot u^2$$

$$\frac{du}{dt} = g - \left(\frac{C}{m} \cdot \rho' \cdot \frac{\pi d^2}{8} \right) \cdot u^2,$$

C variant avec R , donc avec u ; nous avons une équation différentielle à coefficient variable. Pour l'intégrer nous devons supposer que C reste constant pour une très faible variation de u . Dans le calcul de u , nous procédons par approximations successives.

Connaissant la courbe $C = f(R)$, nous nous donnons une valeur de la vitesse; nous avons ainsi une valeur de C par l'intermédiaire du nombre de Reynolds; nous intégrons l'équation différentielle précédente et nous vérifions la vitesse ainsi calculée avec celle posée au début. S'il y a une différence

entre les deux valeurs, nous recommençons les calculs en adoptant une autre valeur de la vitesse jusqu'au moment où nous retrouvons la valeur de la vitesse adoptée au début du calcul.

Intégrons l'équation en supposant C constant :

$$t = \int \frac{du}{g - ku^2}$$

avec :

$$k = \frac{C}{m} \rho' \frac{\pi d^2}{8}$$

$$m = \frac{7,8}{6} \pi d^3$$

On obtient :

$$u = \sqrt{\frac{g}{k}} \operatorname{th}(t \sqrt{kg})$$

$t = 0, u = 0$ et $x = 0$.

En intégrant encore une fois, nous avons l'expression de l'espace parcouru par le corps sphérique :

$$x = \sqrt{\frac{g}{k}} \int \operatorname{th}(t \sqrt{kg}) dt$$

$$x = \frac{1}{k} \operatorname{Log}(\operatorname{ch} t \sqrt{kg})$$

ou, si nous connaissons la vitesse u :

$$x = \frac{1}{k} \operatorname{Log} \sqrt{\frac{g}{g - ku^2}}$$

Pour des diamètres différents de billes, les cour-

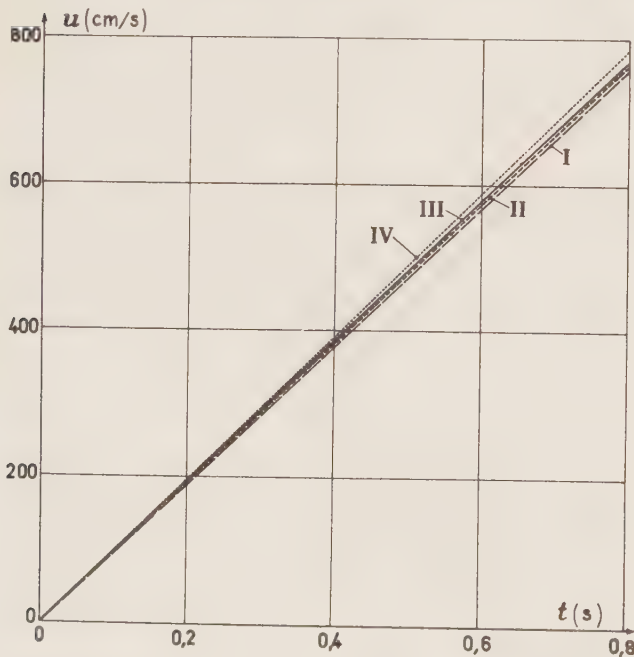


FIG. 11. — Vitesse des billes en fonction du temps de chute pour des billes de diamètres différents
I) Billes de 0,3 cm,
II) Billes de 0,35 cm,
III) Billes de 0,4 cm,
IV) $y = gt$.

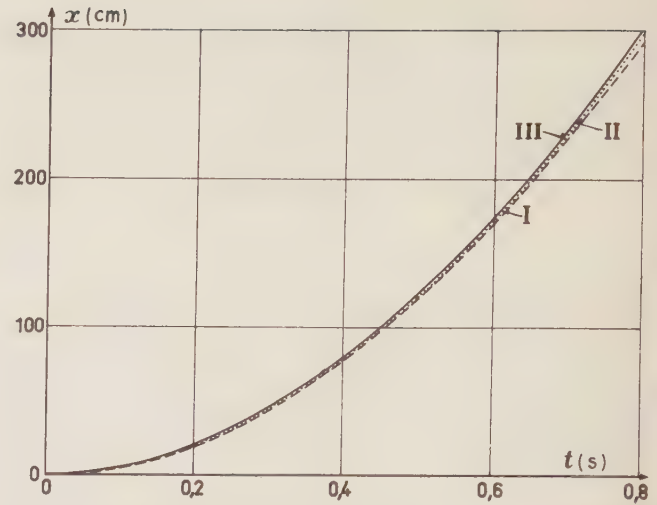


FIG. 12. — Variation de l'espace parcouru en fonction du temps pour des billes de diamètres différents

I) Billes de 0,3 cm,
II) Billes de 0,35 cm,
III) Billes de 0,4 cm,

les figures 11 et 12 nous donnent la vitesse et la hauteur de chute libre en fonction du temps.

b) Déviation horizontale en fonction du temps.

Nous négligeons la résistance de l'air au mouvement, la vitesse horizontale étant très faible. Par contre, nous tenons compte du temps de charge de la bille métallique dans le champ.

Nous avons vu que la loi de charge s'écrit :

$$Q = 3Ea^2 \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} \cdot \frac{(1 - e^{-\mu t})(\lambda + 1)^2}{(\lambda + 1)^2 - e^{-\mu t}(\lambda - 1)^2}$$

avec :

$$\lambda = \sqrt{\frac{k_+ \rho_+}{k_- \rho_-}}, \quad \mu = 4\pi \sqrt{k_+ \rho_+ \cdot k_- \rho_-}$$

L'équation du mouvement s'écrit, d étant la densité du métal et a le rayon de la bille :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = EQ$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{9}{4} \cdot \frac{E^2}{\pi a d} \cdot \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} \cdot \frac{1 - e^{-\mu t}}{1 - \left(\frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}\right)^2 e^{-\mu t}}$$

ou :

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = p \frac{1 - e^{-\mu t}}{1 - ne^{-\mu t}}$$

avec :

$$p = \frac{9}{4} \cdot \frac{E^2}{\pi a d} \cdot \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}$$

et :

$$n = \left(\frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}\right)^2$$

Comme la déviation est faible, nous supposons en

première approximation $\mu = C^{\text{te}}$. L'intégration de cette équation donne :

$$x = \frac{p}{2} t^2 + \frac{p(n-1)}{n\mu} \int_0^\infty L(1 - ne^{-\mu t}) dt$$

Comme

$$\int_0^\infty L(1 - ne^{-\mu t}) dt$$

est convergent,

$$x = \frac{p}{2} t^2 + \frac{p(n-1)}{n\mu} \int_0^\infty \left[-ne^{-\mu t} - \frac{n^2}{2} e^{-2\mu t} - \dots - \frac{n^p}{p} e^{-p\mu t} - \dots \right] dt$$

En tenant compte du point d'introduction de la bille, $t = 0$, $x = h$; nous avons l'expression de x :

$$x = \frac{p}{2} t^2 + \frac{p(n-1)}{n\mu^2} \left[ne^{-\mu t} + \frac{n^2}{2^2} e^{-2\mu t} + \dots + \frac{n^p}{p^2} e^{-p\mu t} + \dots \right] + h - \frac{p(n-1)}{n\mu^2} \left[n + \frac{n^2}{2^2} + \dots + \frac{n^p}{p^2} + \dots \right]$$

$$\text{Rappelons que : } p = \frac{9}{4} \frac{E^2}{\pi a d} \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}$$

et :

$$n = \left(\frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} \right)^2$$

Cette formule donne la déviation horizontale x d'une bille métallique. Si nous mesurons cette déviation pour une bille donnée, connaissant la hauteur de chute, nous connaissons le temps mis par la bille pour parcourir cette distance d'après les courbes précédentes; nous aurions une relation entre λ et μ , donc entre ρ_+ et ρ_- , en remplaçant toutes ces valeurs connues dans l'expression de x .

Cette méthode est peu précise et nécessite un montage et des mesures minutieux.

C. — SONDE INCANDESCENTE [2, 8]

La sonde à incandescence qui nous permet de lire directement le potentiel d'espace, fonctionne bien en champ statique, ionisé et bi-ionisé. Elle donne dans la mesure des potentiels des résultats concordants avec ceux obtenus avec la sonde cylindrique froide : les erreurs n'excèdent jamais 5 %.

Protégée par une gaine de quartz, la sonde est coudée pour être introduite dans le sens des lignes équipotentielles. La boucle qui termine la sonde est en platine iridié pour supporter les températures élevées.

L'interprétation du fonctionnement de la sonde est assez délicate : on suppose qu'autour du filament incandescent se forme un plasma facilitant les échanges des charges avec les ions extérieurs, tout en per-

mettant à la sonde de prendre le potentiel d'espace, car le champ dans le plasma étant faible, les valeurs de potentiel ne sont pas perturbées.

Malgré le fonctionnement facile de la sonde, nous devons prendre beaucoup de précautions : le chauffage ne doit être ni trop faible pour permettre d'atteindre l'équilibre, ni trop fort pour ne pas fondre la boucle de platine iridié. De plus, la sonde ne fonctionne que dans un domaine déterminé de tensions à cause de l'isolement. Au voisinage de l'équilibre, le potentiel ne doit pas varier quand on agit sur le chauffage. Il arrive souvent que, si l'isolement est très bon, la boucle prend sans chauffage un potentiel supérieur au potentiel d'espace car le flux d'ions captés par la boucle ne peut s'évacuer; le fait de la porter à une haute température abaisse alors le potentiel. Mais quand les fuites sont trop importantes, nous n'atteignons jamais l'équilibre avant le claquage de la sonde, en augmentant le chauffage.

Signalons le rôle perturbateur de la gaine de quartz qui, introduite en gros le long d'une équipotentielle, reçoit des flux d'ions et prend une charge d'équilibre à laquelle correspond une perturbation de la répartition des potentiels, perturbation qui ne peut être chiffrée.

Remarquons aussi que la sonde ne fonctionne bien que quand on ne la place pas trop près du fil ionisant ou du cylindre extérieur.

III. — ETUDE DU CHAMP CYLINDRIQUE BI-IONISE [9]

Dans les filtres électriques en fonctionnement, l'électrode de dépôt se recouvre souvent d'une couche de poussière isolante et, à partir d'une tension légèrement supérieure à la tension de seuil de l'effet couronne, cette électrode commence à libérer des ions de signe contraire aux ions incidents. Ce *phénomène de contre-émission* nous conduit à l'étude du champ électrique bi-ionisé dans le cas d'un cylindre et d'un fil axial, la couche de poussière étant remplacée, pour faciliter les recherches, par une couche de tissu de nylon.

L'observation visuelle de la décharge couronne dans un cylindre tapissé intérieurement d'une couche de nylon de $\frac{12,5}{100}$ mm d'épaisseur, dans l'obs-

curité, a montré que la surface du nylon se couvre de très petites étoiles lumineuses disposées d'une façon tout à fait désordonnée et apparaissant pour une tension déterminée de l'effet couronne. Ces petites étoiles représentant sans doute l'illumination du gaz dans les petites mailles du tissu où s'effectuent les décharges entre la surface du nylon et la paroi métallique du cylindre lors de la contre-émission. Au cours de l'expérience, le tissu isolant reste fortement appliqué à la paroi du cylindre.

L'émission ionique du fil apporte des charges à la surface du nylon. Il apparaît donc à la surface interne du cylindre des charges de signe contraire; ce qui explique l'application énergétique du tissu. Comme le nylon est un bon isolant, les charges qui arrivent du fil s'accumulent et la tension entre la surface de l'isolant et la paroi métallique augmente. Pour une certaine valeur du champ électrique à l'intérieur des mailles, des charges de signe contraire sont arrachées [1]. Une partie de ces charges neutralise les charges à la surface du nylon, l'autre partie, accélérée par le champ coronaire, se dirige

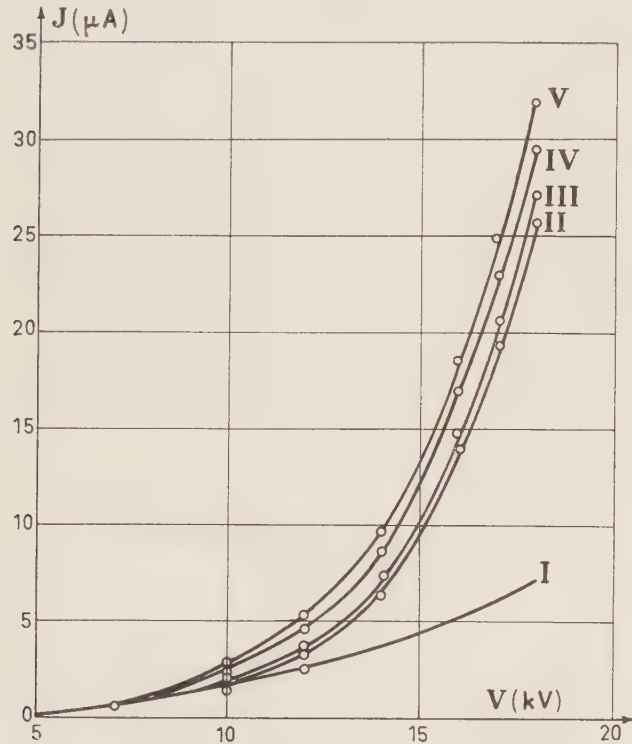


FIG. 13. — Courant d'ionisation du système pointe-plateau

- I) Plateau nu,
- II) Plateau recouvert de nylon (épaisseur : 0,13 mm, trou de 0,09 mm),
- III) Plateau recouvert de nylon (épaisseur : 0,09 mm, trou de 0,07 mm),
- IV) Plateau recouvert de nylon (épaisseur : 0,12 mm, trou de 0,06 mm),
- V) Plateau recouvert de nylon (épaisseur : 0,125 mm, trou de 0,04 mm).

vers le fil. Comme de nouveaux ions arrivent toujours du fil, la décharge s'entretient. Le travail d'arrachement des ions est accompagné d'effets lumineux. Si on opère à chaud, l'agitation thermique et la mobilité des ions augmentent, de même pour la contre-émission.

Par un procédé ingénieux qui consiste à arracher un papier isolant poreux, fortement appliqué sur une plaque, au cours de la contre-émission, Laurent [1] a pu mesurer le champ à l'intérieur des pores. L'expérience répétée avec du tissu et des pla-

ques isolantes poreuses, a permis de constater que ce champ 70 000 V/cm très supérieur au gradient normal de disruptive de l'air, 31 000 V/cm coïncide avec celui correspondant à un potentiel explosif en air normal donné par les tables pour les distances de 0,2 mm entre plans. Les mailles du tissu jouent donc le rôle de très petits condensateurs à air indépendants, chargés par les ions primaires.

Etude théorique

Reprenons le cylindre précédent; soit R son rayon et a le rayon du fil axial. L'équation de Poisson en coordonnées cylindriques s'écrit, dans le milieu bionisé :

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} + 4\pi(\rho_- - \rho_+) = 0$$

V : potentiel au point M d'abscisse radiale r .

ρ_- et ρ_+ : densités de charges négatives et positives.

Soit J le courant d'ionisation par centimètre de fil, nous avons en régime permanent :

$$J = 2\pi r E(k_+ \rho_+ + k_- \rho_-)$$

k_- et k_+ étant les mobilités des ions négatifs et positifs.

Ces deux équations ne sont pas suffisantes pour résoudre le problème, il nous faut une autre relation entre les densités de charge.

Des expériences effectuées ultérieurement avec les sondes, ont donné des résultats qui prouvent qu'à partir d'une faible distance (4 cm) du fil axial, nous avons :

$$\begin{aligned} E &= C^{\text{te}} \\ \frac{k_- \rho_-}{k_+ \rho_+} &= m \end{aligned}$$

m étant une constante pour une tension donnée, V , appliquée au fil axial. De ces équations nous tirons les expressions des densités de charges et en remplaçant ces valeurs dans l'équation de Poisson, nous obtenons une équation différentielle donnant le champ et le potentiel d'espace.

$$\begin{aligned} \rho_- &= \frac{mJ}{2\pi r k_- E(m+1)} \\ \rho_+ &= \frac{J}{2\pi r k_+ E(m+1)} \end{aligned}$$

L'équation de Poisson devient $\left(E = -\frac{dV}{dr}\right)$

$$r \frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{dV}{dr} + \left(\frac{dV}{dr}\right)^2 - 2J \frac{mk_+ - k_-}{k_+ k_- (m+1)} = 0$$

Cette équation est identique à l'équation de Poisson dans le cas d'un champ ionisé, k étant remplacé par :

$$\frac{k_+ k_- (m+1)}{mk_+ - k_-}$$

L'expression du champ est :

$$E = \sqrt{2J \frac{mk_+ - k_-}{k_+ k_- (m+1)} + \frac{a^2}{r^2} \left[E_0^2 - 2J \frac{mk_+ - k_-}{k_+ k_- (m+1)} \right]},$$

en supposant que le champ E_0 à la surface du fil est encore constant et indépendant du courant J .

A quelques centimètres du fil, le champ est constant $r^2 \gg a^2$

$$E_g = \sqrt{2J \frac{mk_+ - k_-}{k_+ k_- (m+1)}}$$

En intégrant le champ, nous trouvons l'expression du potentiel d'espace. Lorsque $r = R$, $V = V_n$ potentiel à la surface de l'isolant

$$V_r = -r \sqrt{(E_0^2 - E_g^2) \frac{a^2}{r^2} + E_g^2} + R \sqrt{(E_0^2 - E_g^2) \frac{a^2}{R^2} + E_g^2} \\ + a \sqrt{E_0^2 - E_g^2} \cdot \frac{\sqrt{(E_0^2 - E_g^2) \frac{a^2}{r^2} + E_g^2} + \frac{a}{r} \sqrt{E_0^2 - E_g^2}}{\sqrt{(E_0^2 - E_g^2) \frac{a^2}{R^2} + E_g^2} + \frac{a}{R} \sqrt{E_0^2 - E_g^2}} + V_n$$

Dans les cas pratiques, nous avons :

$$E_0^2 \gg \frac{2i}{r}$$

Pour $r = a$; $V_r = V$, nous obtenons la relation tension-courant correspondant à un potentiel V appliqué au fil donc à une valeur de m .

$$V = -aE_0 + R \sqrt{\frac{a^2}{R^2} E_0^2 + E_g^2} \\ + aE_0 L \cdot \frac{2E_0}{\sqrt{\frac{a^2}{R^2} E_0^2 + E_g^2} + \frac{aE_0}{R}} + V_n$$

Le courant total J étant connu, (pour mesurer J on insère un microampèremètre entre le cylindre et la terre), nous pouvons séparer les courants produits par les flux des ions négatifs et positifs.

$$J_- = \frac{mJ}{m+1}$$

$$J_+ = \frac{J}{m+1}$$

IV. — RESULTATS EXPERIMENTAUX

A. — APPAREILLAGE

1° Le champ bi-ionisé est réalisé à l'intérieur d'un cylindre de 30 cm de diamètre, et de 100 cm de long muni de deux anneaux de garde de 30 cm de long. Le fil coronisant de 5/10 mm de diamètre, se trouve dans l'axe du cylindre.

Le tissu de nylon qui couvre la face intérieure du cylindre a comme épaisseur 12,5/100 mm, les espaces entre les fils du tissu sont assimilables à des carrés

de 0,04 mm de côté. Nous avons essayé plusieurs tissus avec le système ionisant point-plateau et adopté celui qui donne la meilleure contre-émission. Signalons que, plus les trous sont petits, meilleure est la contre-émission. Nous avons deux sources de haute tension continue des deux signes. Ces tensions continues sont obtenues en redressant par kénotrons les tensions alternatives stabilisées au départ et filtrées par capacités de 57/1000 μF et peuvent varier entre 0 et 70 kV. Pour les débits utilisés, l'ondulation de tension est négligeable. Les voltmètres employés sont du type Abraham-Villard :

V_1 voltmètre de sonde, sensibilités 6, 10, 20, et 40 kV.

V_2 voltmètre du fil ionisant, sensibilités 25, 50, 100, 250 kV.

Ces mêmes appareils serviront à d'autres expériences.

2° La sonde à incandescence est constituée par une boucle de platine iridié de 0,4 mm reliée à un système de chauffage par deux conducteurs en cuivre à l'intérieur d'un tube de quartz. Le transformateur de chauffage est spécialement construit : la tension de chauffage étant faible (4 à 5 volts), le courant peut atteindre 20 ampères avec des modèles de sonde à gros fil ; le courant de fuite du transformateur est inférieur à 0,1 μA à 50 kV.

3° La sonde cylindrique froide est tendue entre deux supports coulissant sur les anneaux de garde du grand cylindre, réglés de façon que la sonde soit parfaitement parallèle à l'électrode ionisante. Le fil de sonde a 0,25 mm de diamètre et 160 cm de long. Le courant de sonde est lu à l'aide d'un microampèremètre dont la plus faible sensibilité est 20 μA pour la déviation totale. Une résistance variable R permet l'écoulement de ce courant à la terre. C'est une série de résistances vitrohm variant de 10 à 1 000 M Ω . Nous devons donner à R une valeur telle qu'elle puisse supporter la tension appliquée à la sonde et d'autre part qu'elle permette d'abaisser la tension

pour avoir un courant de sonde convenable. Car pour un flux d'ions I donné, nous ne pouvons pas descendre en tension au-dessous de $V = RI$.

4° Les billes métalliques sont lâchées en haut du cylindre par un dispositif électromagnétique dont l'interrupteur de commande est en bas du cylindre à côté des instruments de mesure.

Pour la mesure de très faibles charges (fraction d'unité u.e.s.c.g.s. de charge), nous employons une méthode de zéro. Le dispositif est représenté par la figure 14.

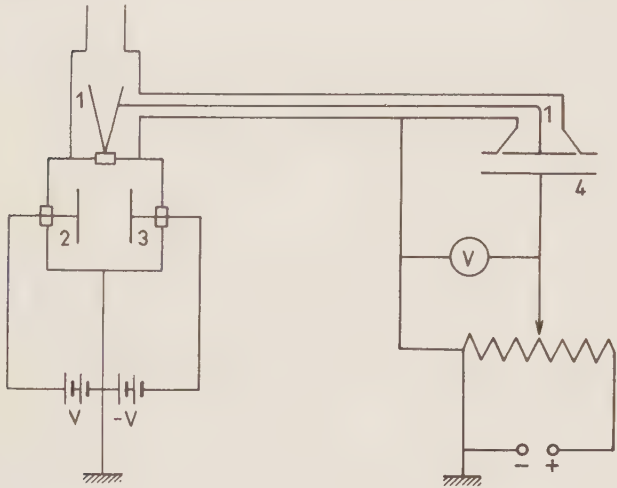


FIG. 14.

Un électromètre à corde de Hankel est relié à un condensateur de très faible capacité (5 cm) par une canne blindée. L'aiguille de l'électromètre étant déviée sous l'action d'une faible charge, nous la ramenons à zéro en chargeant le condensateur avec une source variable :

Soient u_1, u_2, u_3, u_4 les potentiels des corps 1, 2, 3, 4, et u_0 le potentiel de la terre.

La charge portée par le conducteur n° 1 est :

$$Q_1 = C_{11}(u_1 - u_0) + C_{21}(u_2 - u_0) + C_{31}(u_3 - u_0) + C_{41}(u_4 - u_0)$$

A l'instant initial

$$\begin{aligned} u_4 &= u_0 \\ u_1 &= u_0 \\ u_2 - u_0 &= V \\ u_3 - u_0 &= -V \end{aligned}$$

La charge portée par le conducteur n° 1 est :

$$Q_1 = C_{21} V - C_{31} V$$

Dans un deuxième état, nous ajoutons une charge q au conducteur n° 1 et nous modifions le potentiel de 4 de façon à ramener l'aiguille à zéro c'est-à-dire nous ramenons u_1 au potentiel u_0 . D'où $u_1 = u_0$.

Nous avons donc :

$$Q_1' = Q_1 + q = C_{21} V - C_{31} V + C_{41}(u_4 - u_0)$$

Comme $Q_1 = C_{21} V - C_{31} V$, C_{21} et C_{31} n'ont pas changé puisque l'aiguille est revenue à sa position initiale.

Il reste donc : $q = C_{41}(u_4 - u_0)$.

La charge q dépend donc uniquement du coefficient d'influence C_{41} du condensateur et du potentiel $u = u_4 - u_0$ appliqué à ce dernier. Nous mesurons ainsi les charges à 4 % près.

Electromètre (1).

Il est constitué par un fil de platine très fin de 10μ de rayon, qui pend librement entre deux plateaux portés à des potentiels opposés. Nous trouvons de tels fils dans le commerce, livrés gainés d'une couche d'argent. Pour avoir le fil de platine rectiligne nous le fixons au « cylindre » tronconique de l'électromètre et à l'extrémité libre, nous fixons une très petite boule de plomb que nous recouvrons de paraffine. Nous plongeons le fil dans l'acide nitri-

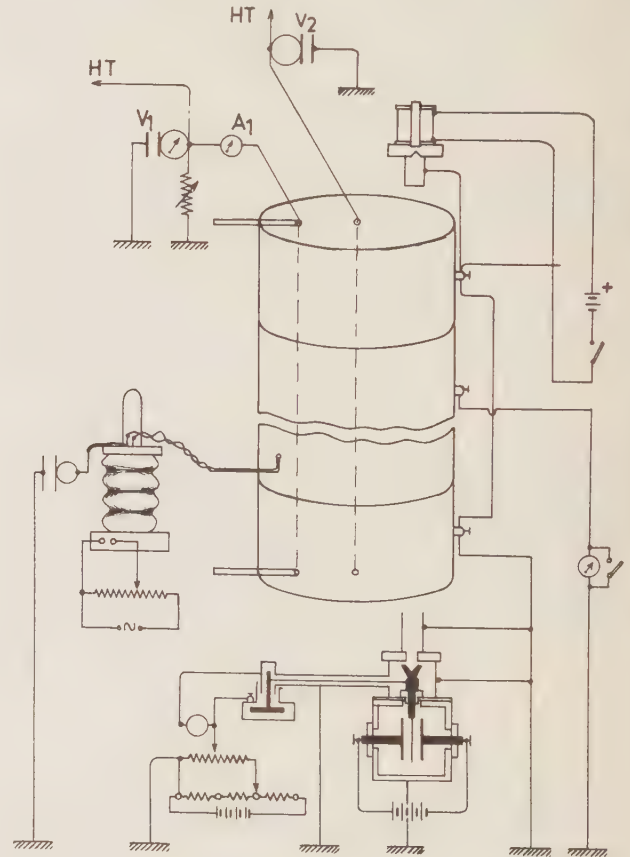


FIG. 15. — Montage général

que pour dissoudre la couche d'argent. Nous passons ensuite le long du fil de platine une petite flamme pour le rendre rectiligne et nous coupons le fil au ras de la boule avec la flamme. Nous avons ainsi un fil fin rectiligne fixé au cylindre tronconique; il ne nous reste plus qu'à introduire le fil dans la boîte blindée de l'électromètre.

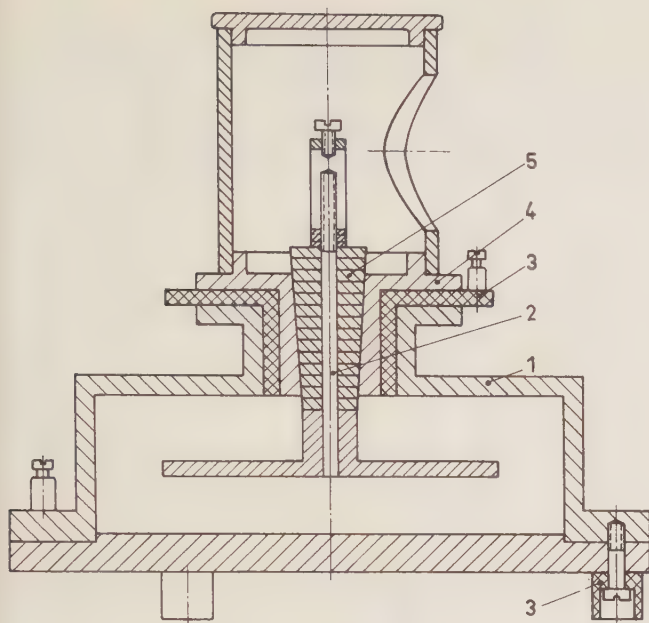


FIG. 16. — Condensateur étalon

- 1) Electrode en aluminium sous tension,
- 2) Electrode en aluminium isolée,
- 3) Isolement en textolite,
- 4) Blindage en aluminium relié à la terre,
- 5) Isolement en plexiglas.

Le « cylindre » tronconique est en fait un petit entonnoir destiné à recueillir des billes et dont l'angle au sommet est assez faible pour empêcher le rebondissement.

Nous mesurons la déviation du fil à l'aide d'un viseur à oculaire micrométrique. Nous réglons la sensibilité de l'appareil en modifiant soit la distance entre les plateaux soit le potentiel appliqué sur ces plateaux.

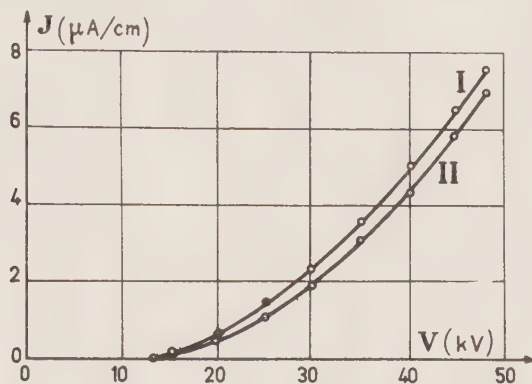


FIG. 17. — Courant d'ionisation

- I) Champ mono-ionisé négatif.
- II) Champ mono-ionisé positif.

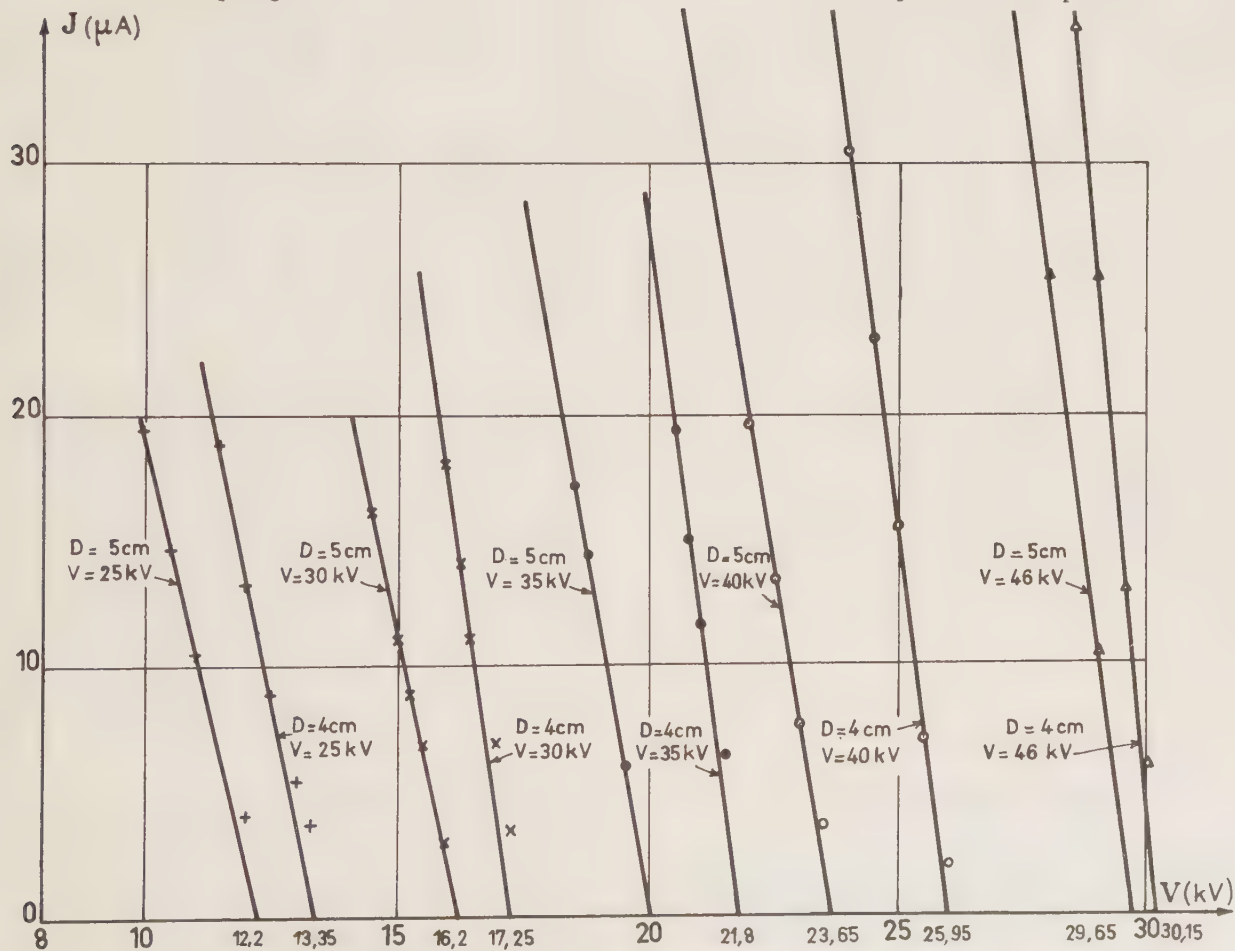


FIG. 18. — Caractéristique de sonde froide (tension négative). Champ mono-ionisé

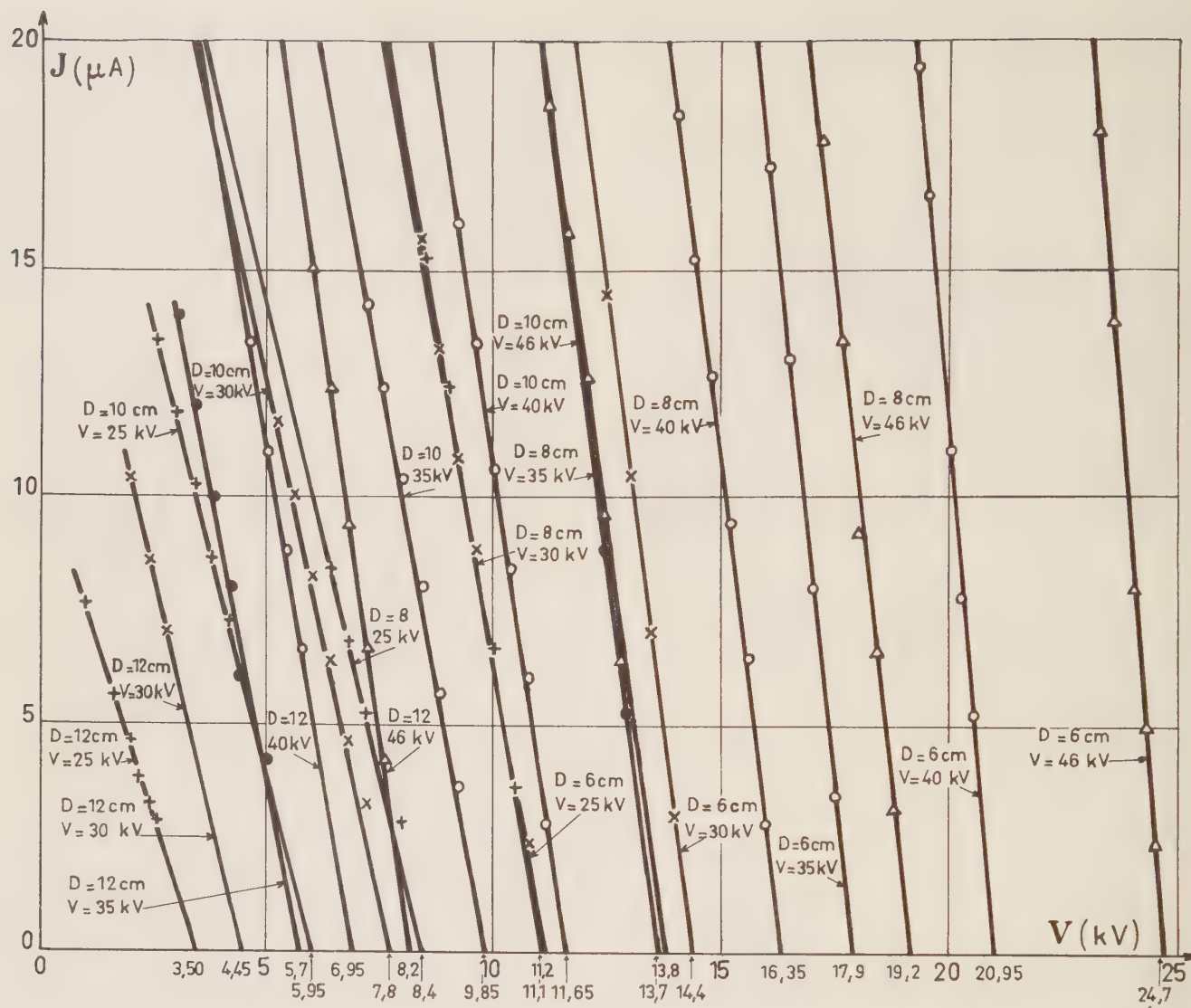


Fig. 19. — Caractéristique de sonde froide (tension négative). Champ mono-ionisé

Condensateur étalon.

C'est un condensateur qui possède un très faible coefficient d'influence. Il a été construit aux Laborateurs de Bellevue et étalonné au Laboratoire Central de l'Electricité à Fontenay. Le coefficient d'influence entre l'armature sous tension et l'armature isolée est $4,762 \pm 0,001$ u.e.s.c.g.s.

B. — CHAMP ÉLECTRIQUE MONO-IONISÉ

1° Mesure du potentiel d'espace.

Nous déterminons d'abord les caractéristiques de sonde cylindrique froide; nous en déduisons ensuite les valeurs du potentiel d'espace pour différentes tensions négatives et positives appliquées au fil coronisant. Les courbes de potentiel ainsi obtenues nous

donnent les valeurs du champ E dans l'espace ionisé à partir de quelques centimètres du fil central. Ces valeurs sont d'ailleurs confirmées par les résultats obtenus avec la sonde incandescente.

En tension négative :

V_{kV}	25	30	35	40	46
$E_{kV/cm}$	1,21	1,57	1,97	2,26	2,74

En tension positive :

V_{kV}	25	30	35	40
$E_{kV/cm}$	1,23	1,61	2	2,34

Nous remarquerons qu'il n'y a pratiquement pas de différence en ce qui concerne le potentiel et le champ, quand on change la polarité du fil coronisant. La différence existe néanmoins quand on considère les courants d'ionisation et la répartition des densités de charge en fonction de l'abscisse radiale

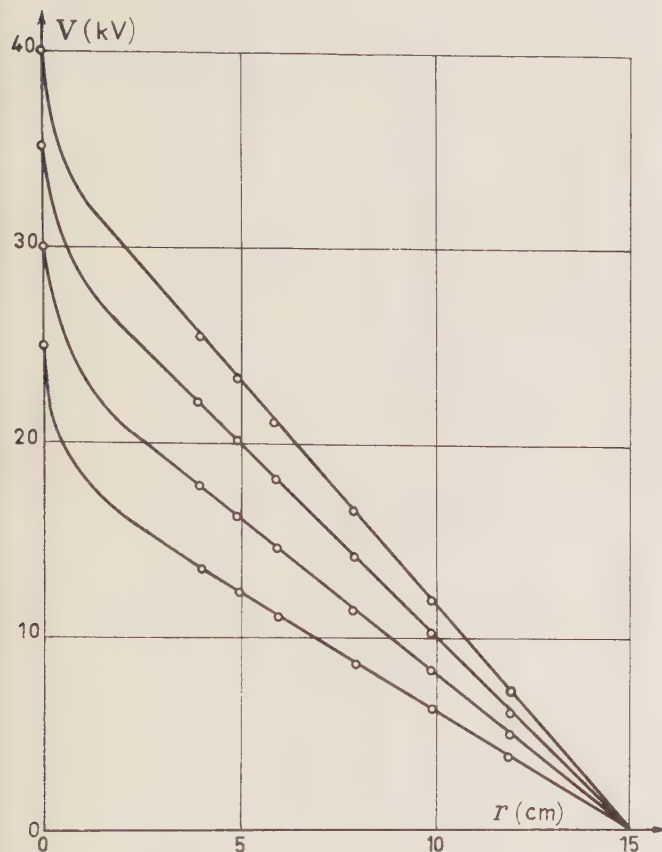


FIG. 20. — Potentiel (tension négative). Champ mono-ionisé

2° Mesure de la mobilité des ions

Nous préférons faire une mesure directe des mobilités des ions pour la suite de notre exposé plutôt que de nous référer à des valeurs données dans les anciennes tables de constantes qui ne sont pas toujours concordantes.

Nous savons que la mobilité des ions varie avec l'humidité du gaz [10]. Elle est inversement proportionnelle à la densité du gaz considéré, donc inversement proportionnelle à la pression et proportionnelle à la température.

En prenant k_p en cm/s par volt/cm, nous avons :

$$k_p = 0,9 \frac{2 J_{\mu A/cm}}{(E_{kV/cm})^2}$$

En tension négative :

V_{kV}	25	30	35	40	46
k_{p-}	1,84	1,83	1,74	1,83	1,72

En tension positive :

V_{kV}	25	30	35	40
k_{p+}	1,6	1,63	1,62	1,66

Nous adoptons les valeurs :

$$k_{p-} = 1,8$$

$$k_{p+} = 1,6$$

3° Charges d'espace.

Les densités des charges d'espace sont données par :

$$\rho_{u.e.s.c.g.s.} = \frac{3 \cdot J_{\mu A/cm}}{2\pi r_{cm} k_p E_{kV/cm}}$$

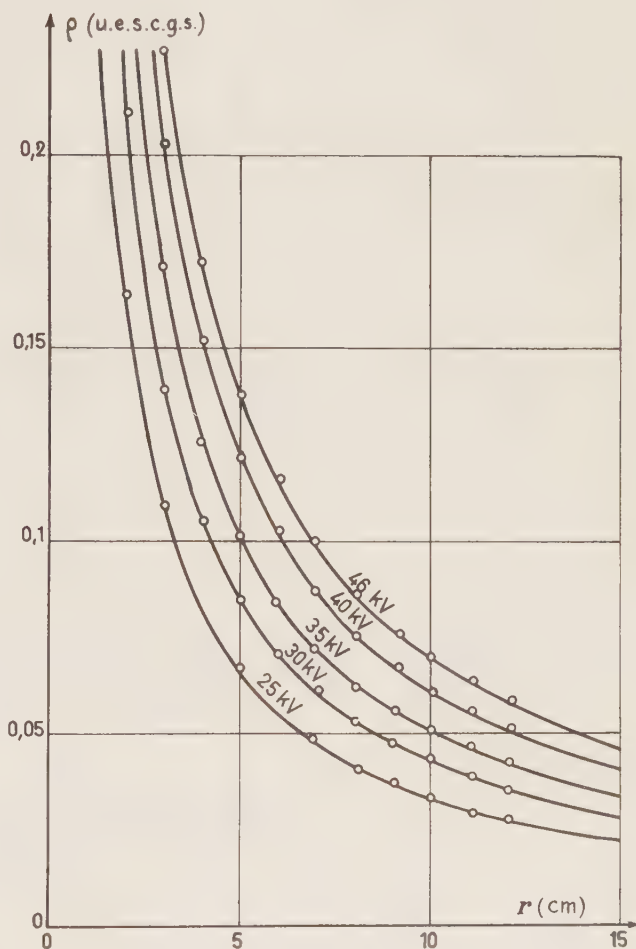


FIG. 21. — Charges d'espace (tension négative). Champ mono-ionisé

Connaissant J et E expérimentalement, nous construisons des courbes de densités de charges pour les mêmes tensions négatives et positives appliquées au fil axial.

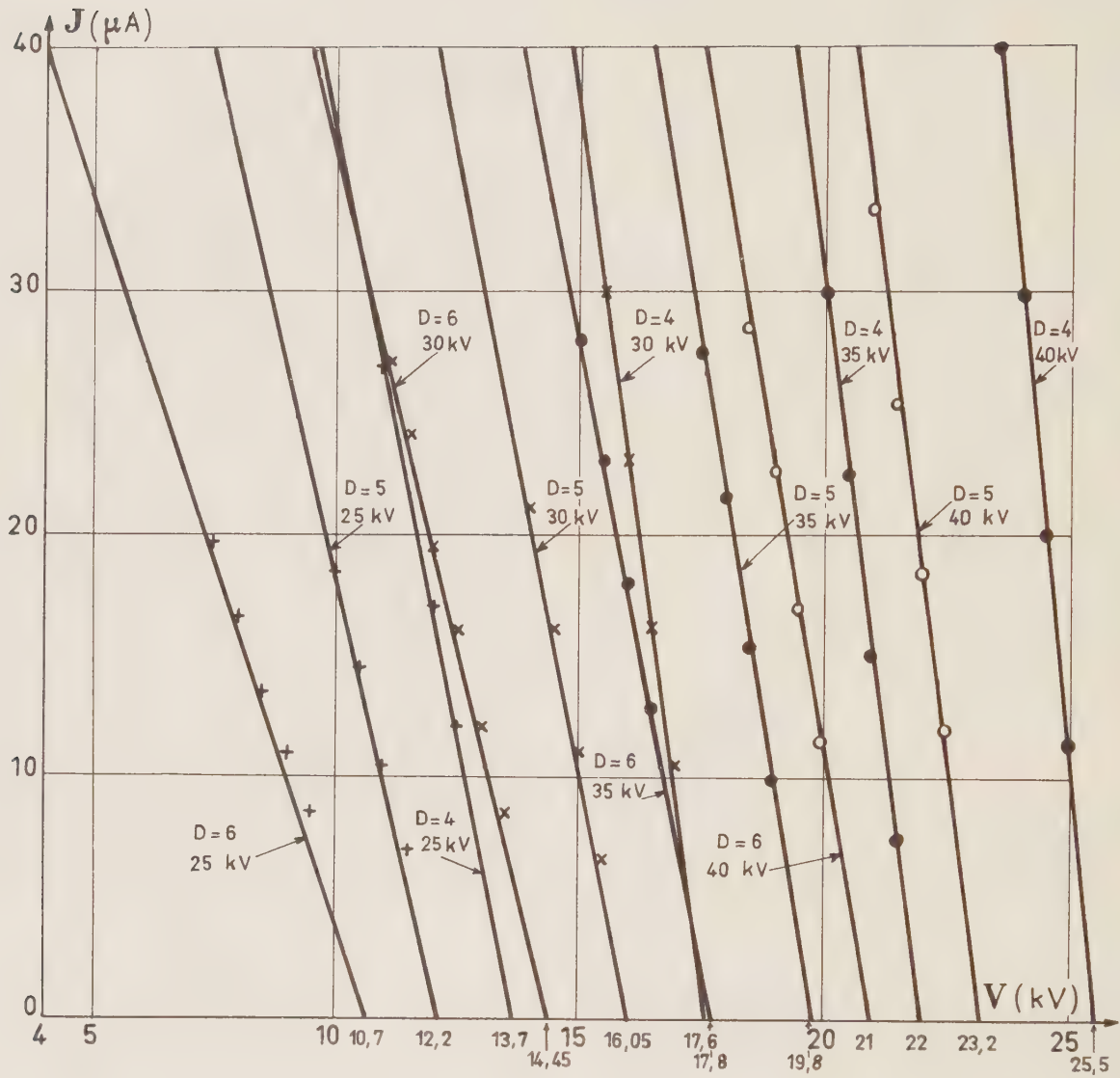


FIG. 22. — Caractéristique de sonde froide (tension positive).
Champ mono-ionisé

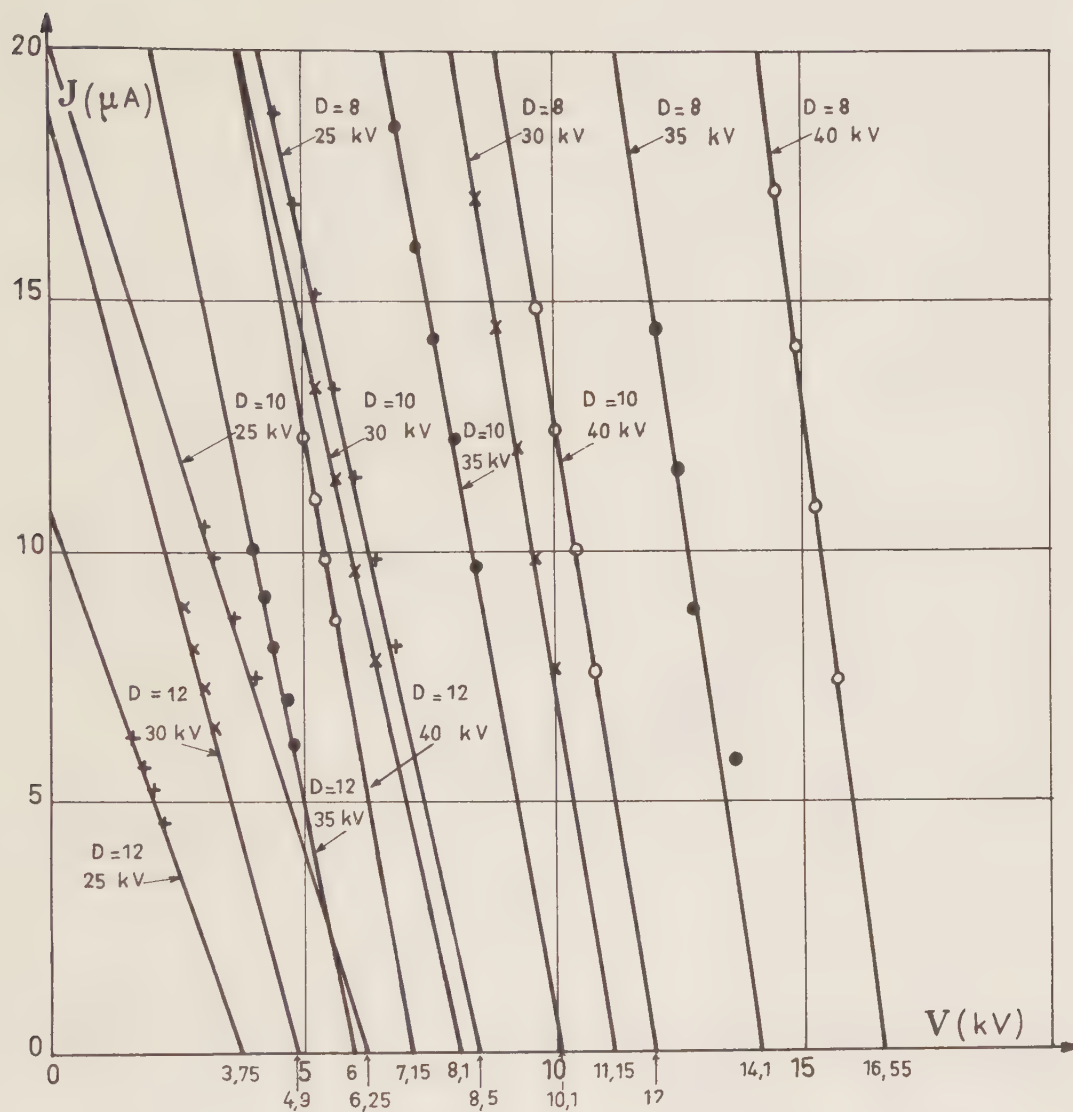


FIG. 23. — Caractéristique de sonde froide (tension positive).
Champ mono-ionisé

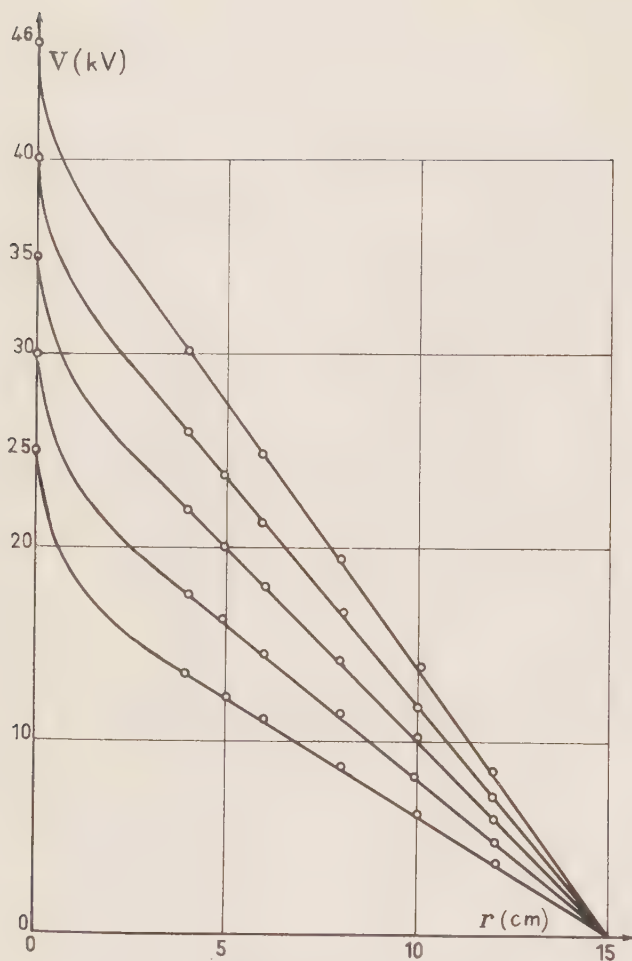


Fig. 24. — Potentiel d'espace (tension positive).
Champ mono-ionisé

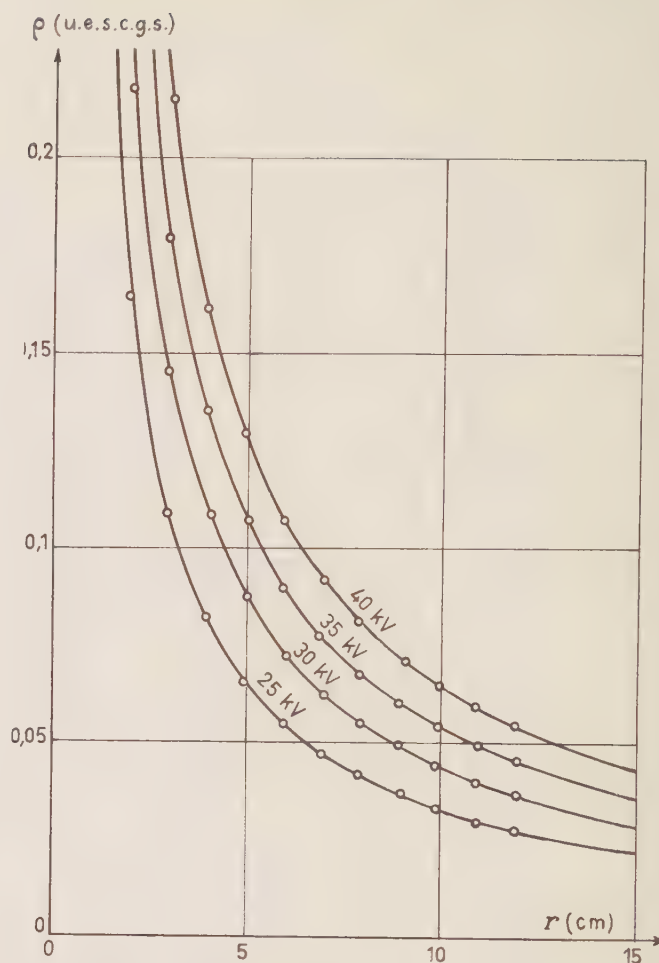


Fig. 25. — Charges d'espace (tension positive).
Champ mono-ionisé

C. — CHAMP ÉLECTRIQUE BI-IONISÉ

1° Mesure du potentiel.

La mesure du potentiel s'effectue comme en champ ionisé avec la sonde cylindrique froide et la sonde incandescente dont les résultats restent encore ici concordants.

Nous savons que le champ à l'intérieur des pores du tissu de nylon qui couvre la surface interne du cylindre est égal à 70 000 V/cm [1]. Ces pores jouant le rôle d'une multitude de petits condensateurs indépendants. Comme l'épaisseur du tissu est 12,5/100 mm, le potentiel V_n à la surface du nylon est donc :

$$V_n = 0,875 \text{ kV}$$

Nous retrouvons cette valeur V_n en extrapolant les courbes du potentiel d'espace aux erreurs d'expérience près.

Le champ électrique dans l'espace bi-ionisé est constant à partir de quelques centimètres du fil central.

Champ négatif :

V_{kV}	32	40	48
$E_{kV/cm}$	1,55	2,11	2,64

Champ positif :

V_{kV}	32	40	48
$E_{kV/cm}$	1,71	2,31	2,79

Le champ varie donc lorsqu'on change la polarité du fil coronisant.

2° Mesure du taux de contre-émission.

En faisant tomber des billes métalliques de diamètres différents le long d'une équipotentielle du

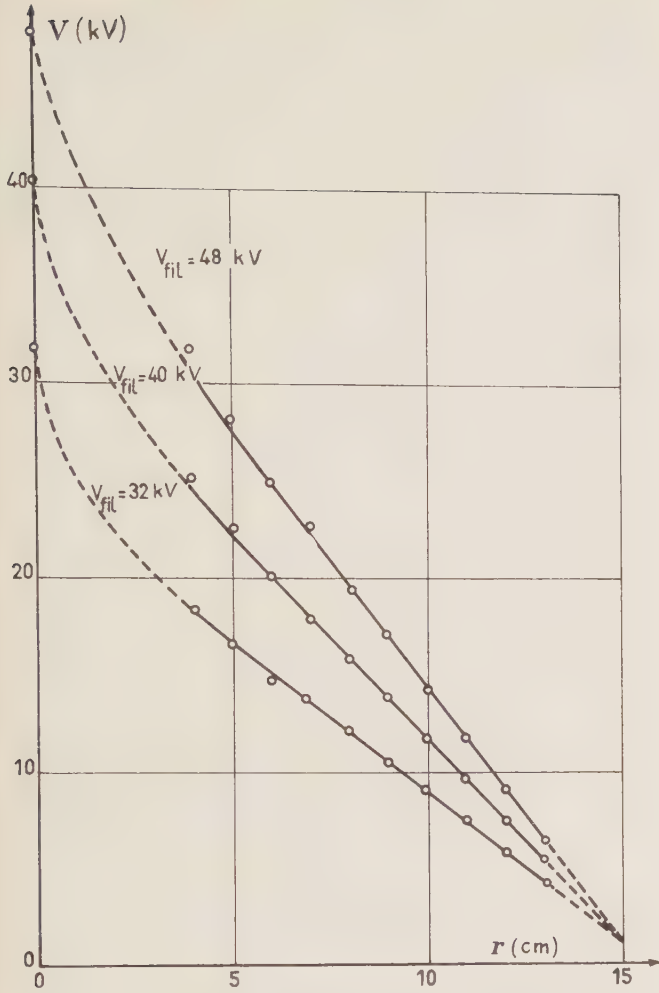


FIG. 26. — Potentiel d'espace, sonde cylindrique froide (tension négative). Champ bi-ionisé

champ, nous mesurons leurs charges limites Q_M acquises lors du passage dans l'espace chargé.

Nous en déduisons les rapport $m_1 = \frac{k_- \rho_-}{k_+ \rho_+}$ ou $m_2 = \frac{k_+ \rho_+}{k_- \rho_-}$ suivant la polarité du fil coronisant.

Nous savons que [5] :

$$Q_M = 3Ea^2 \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}$$

avec

$$\lambda = \sqrt{\frac{k_- \rho_-}{k_+ \rho_+}} = \sqrt{m_1} \quad (\text{champ négatif})$$

ou

$$\lambda = \sqrt{\frac{k_+ \rho_+}{k_- \rho_-}} = \sqrt{m_2} \quad (\text{champ positif})$$

D'où

$$m = \left(\frac{3Ea^2 + Q_M}{3Ea^2 - Q_M} \right)^2$$

D'après les tableaux I et II, nous adoptons, m étant constant et indépendant de l'abscisse radiale :

Champ négatif :

V_{kV}	32	40	48
m	4	3,3	2,9

Champ positif :

V_{kV}	32	40	48
m	8	5	3,1

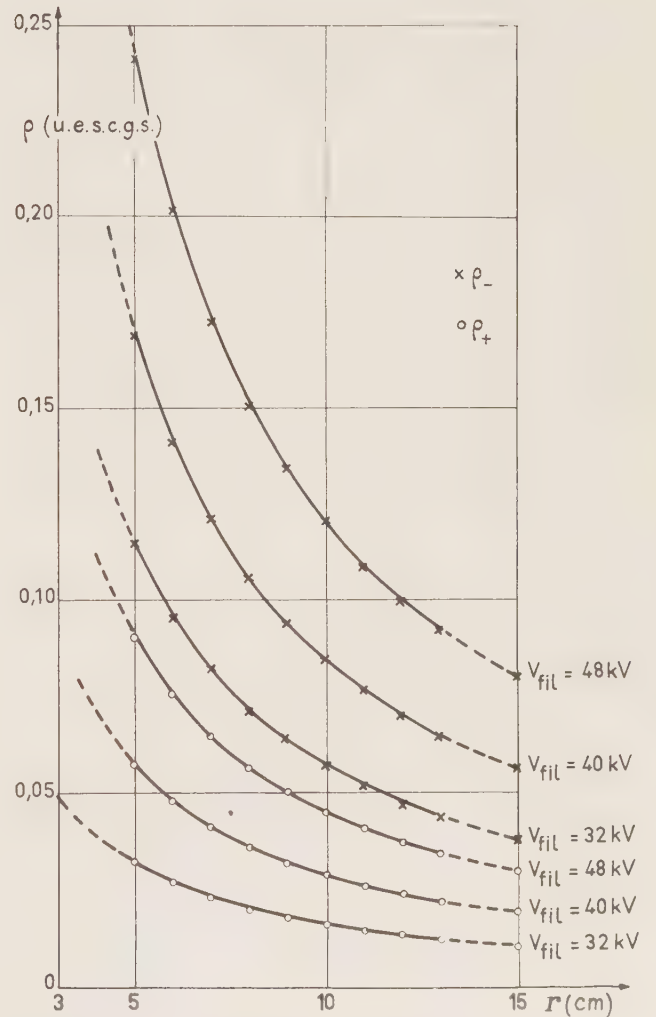


FIG. 27. — Charges d'espace (tension négative). Champ bi-ionisé

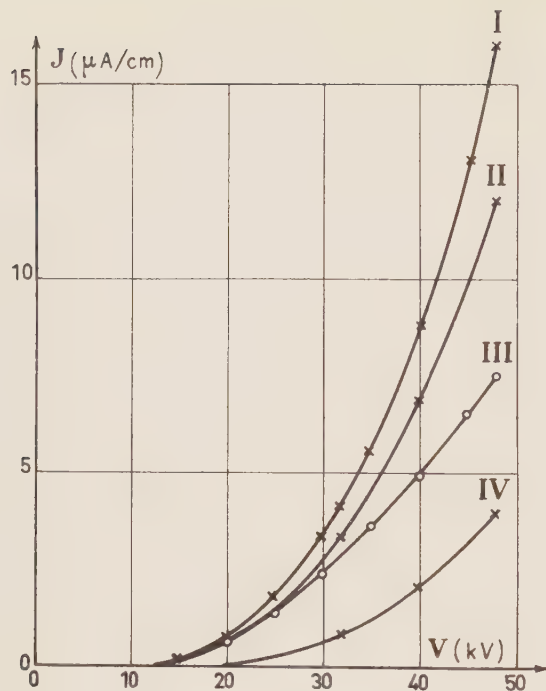


Fig. 28. — Courants d'ionisation (tension négative).
Champ bi-ionisé
I) Courant total (avec contre-émission),
II) Flux d'ions négatifs (avec contre-émission),
III) Flux d'ions négatifs (sans contre-émission),
IV) Flux d'ions positifs (avec contre-émission).

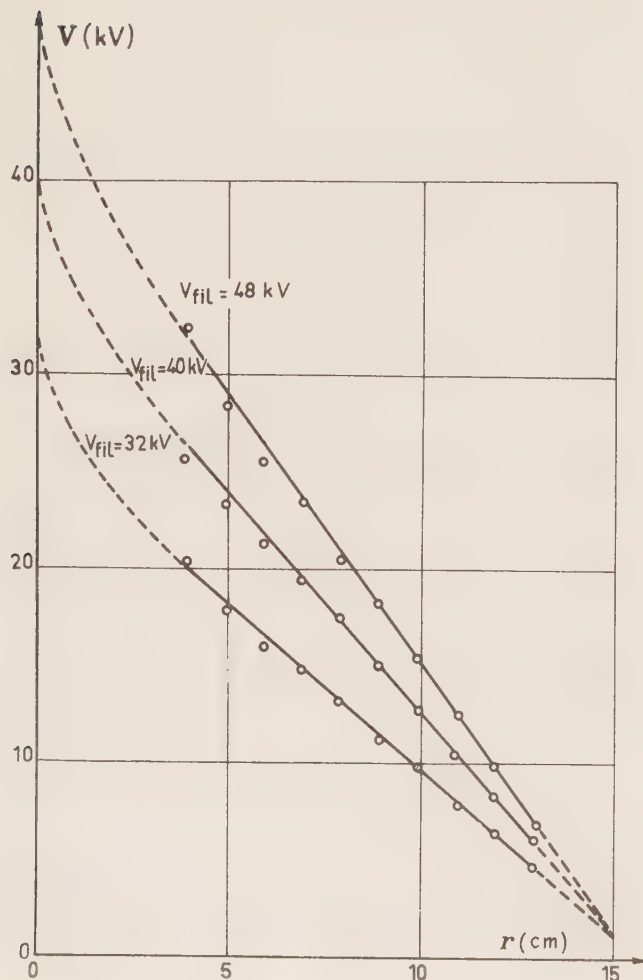


Fig. 29. — Potentiel d'espace, sonde cylindrique froide (tension positive). Champ bi-ionisé

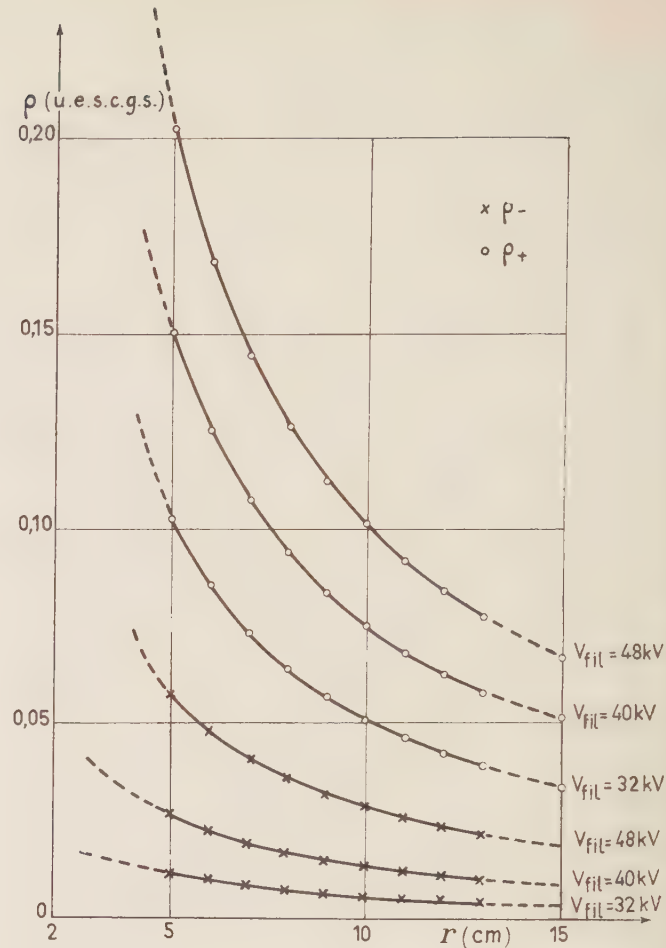


Fig. 30. — Charges d'espace (tension positive).
Champ bi-ionisé

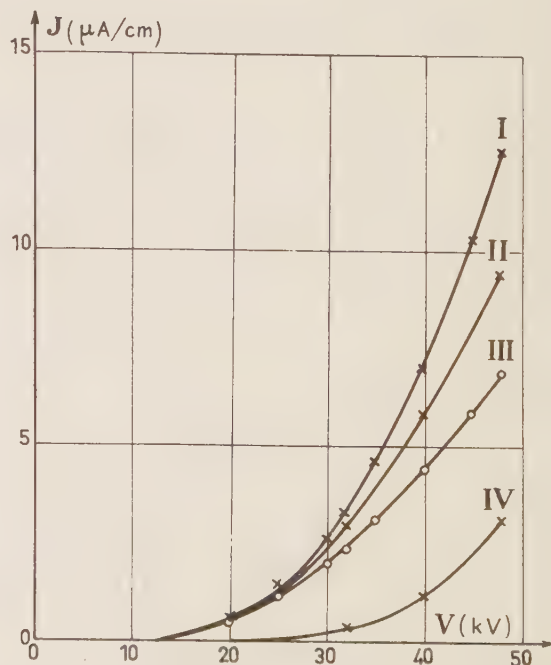


Fig. 31. — Courants d'ionisation (tension positive).
Champ bi-ionisé
I) Courant total (avec contre-émission),
II) Flux d'ions positifs (avec contre-émission),
III) Flux d'ions positifs (sans contre-émission),
IV) Flux d'ions négatifs (avec contre-émission).

TABLEAU I
Valeurs du taux de contre-émission
 (Champ bi-ionisé négatif)

D_{cm}	32						40						48					
	3			3,5			3			3,5			3			3,5		
	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m
5	0,124	4,4	0,162	4,16	0,217	4,3	0,143	3,47	0,195	3,5	0,246	3,31	0,164	3,1	0,222	3,09	0,301	3,18
6	0,119	4,15	0,1555	3,9	0,214	4,2	0,135	3,22	0,187	3,3	0,242	3,25	0,159	3	0,21	2,89	0,29	3,05
8	0,119	4,15	0,159	4,05	0,214	4,2	0,132	3,14	0,19	3,36	0,246	3,31	0,159	3	0,214	2,97	0,286	3,02
10	0,116	3,98	0,155	3,9	0,211	4,12	0,132	3,14	0,192	3,4	0,246	3,31	0,162	3,06	0,219	3,03	0,282	2,96
12	0,116	3,98	0,16	4,07	0,214	4,2	0,138	3,34	0,19	3,36	0,238	3,2	0,155	2,91	0,206	2,84	0,274	2,86

TABLEAU II
Valeurs du taux de contre-émission
 (Champ bi-ionisé positif)

D_{cm}	32						40						48					
	3			3,5			3			3,5			3			3,5		
	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m	Q _{M.u.e.s.}		m
5	0,187	8,35	0,245	8,3	0,33	8,2	0,206	5,35	0,278	5,3	0,373	5,6	0,198	3,7	0,246	3,27	0,328	3,4
6	0,183	7,85	0,246	7,7	0,322	7,75	0,198	4,95	0,27	5	0,357	5,1	0,182	3,3	0,238	3,15	0,309	3,12
8	0,1825	7,85	0,249	7,9	0,325	7,9	0,203	5,2	0,27	5	0,349	4,9	0,174	3,12	0,233	3,05	0,302	3,04
10	0,186	8,25	0,252	8,2	0,317	7,5	0,198	4,95	0,273	5,1	0,354	5	0,178	3,2	0,23	3,03	0,304	3,06
12	0,179	7,65	0,246	7,7	0,325	7,9	0,194	4,8	0,265	4,85	0,341	4,7	0,17	3	0,222	2,9	0,281	2,8

Nous pouvons donc, avec les valeurs de m , calculer les valeurs du champ et du potentiel appliqué au fil ionisant, à titre de vérification, avec les formules données dans l'étude théorique du champ bi-ionisé.

Champ négatif :

$J_{\mu A/cm}$	4,2	8,8	1,6
m	4	3,3	2,9
V_{kV}	31,4	39,3	48,3
$E_{kV/cm}$	1,54	2,13	2,70

Champ positif :

$J_{\mu A/cm}$	3,3	7	12,5
m	8	5	3,1
V_{kV}	33,7	42,3	48,7
$E_{kV/cm}$	1,70	2,33	2,76

Aux erreurs d'expérience près (5 %), nous retrouvons les valeurs expérimentales.

3° Charges d'espace.

Avec les valeurs du taux de contre-émission m , nous séparons les densités de charges d'espace. D'où les formules en champ négatif :

$$\rho_{u.e.s.-} = \frac{3m J_{\mu A/cm}}{2\pi k_{p-} E_{kV/cm} (m+1)} \cdot \frac{1}{r_{cm}}$$

$$\rho_{u.e.s.+} = \frac{3 J_{\mu A/cm}}{2\pi k_{p+} E_{kV/cm} (m+1)} \cdot \frac{1}{r_{cm}}$$

De même, pour les courants d'ionisation produits par les flux des ions positifs et négatifs.

$$J_- = \frac{mJ}{m+1}$$

$$J_+ = \frac{J}{m+1}$$

J étant le courant d'ionisation total du champ bi-ionisé négatif.

D. — CONCLUSIONS GÉNÉRALES

1° Le résultat fondamental de cette étude est que le taux de contre-émission $m = \frac{k_- \rho_-}{k_+ \rho_+}$ (champ

négatif) est constant pour une tension appliquée au fil coronisant. Ce résultat expérimental vérifie la relation théorique obtenue en faisant $E = C^te$ dans les équations générales du champ électrique bi-ionisé [11] :

$$\frac{k_- \rho_-}{k_+ \rho_+} = \frac{\frac{2J}{k_+} + E^2}{\frac{2J}{k_-} - E^2}$$

J , courant d'ionisation, reste le même pour une tension appliquée au fil axial.

2° Le courant d'ionisation J a augmenté dans le cas du champ bi-ionisé. La séparation des courants produits par les flux d'ions de deux signes dont la somme constitue le courant total J a montré que le courant primaire est plus grand que le courant d'ionisation du cylindre nu.

Ce fait serait dû, d'une part, au bombardement des ions provenant de la contre-émission sur le fil central siège de l'effet couronne, qui arrache les électrons, lesquels ionisent les molécules d'air sous l'effet du champ intense au voisinage du fil; d'autre part, à l'effet photoélectrique dont le siège est non seulement le fil mais toute la surface du tissu de nylon qui recouvre l'intérieur du cylindre.

Les densités de charges ρ_+ et ρ_- ont également augmenté par rapport à celles du cylindre nu.

3° Le potentiel et le champ dans l'espace bi-ionisé gardent la même forme et à peu près les mêmes valeurs qu'en champ ionisé. Le potentiel à la surface du nylon est environ 1 kV.

Pendant en champ bi-ionisé positif, le potentiel d'espace et le champ ont des valeurs supérieures à celles qu'ils ont en champ bi-ionisé négatif.

4° Dans l'espace chargé de deux signes, la sonde cylindrique froide et la sonde incandescente donnent des résultats concordants aux erreurs d'expérience près (inférieures à 5 %).

Mais, dans le cas du cylindre, nous n'avons pas pu déduire des caractéristiques de la sonde cylindrique froide le taux de la contre-émission m , à cause du rôle perturbateur de l'ombre électrique de la sonde et du dégagement d'ozone.

Signalons que l'ozone a une grande influence sur la contre-émission. Il diminue le courant primaire et diminue donc considérablement le courant secondaire. Nous avons dû prendre beaucoup de précautions pour avoir des mesures correctes.

V. — EXEMPLE D'APPLICATION AUX ELECTRO-FILTRES

L'écoulement du fluide porteur de particules est toujours turbulent, ne serait-ce qu'à cause des vifs mouvements provoqués dans la région axiale par

l'effet couronne. A cela s'ajoute la turbulence générale due à la circulation du courant porteur.

Dans le cas de fines particules (rayons compris entre 0,5 et quelques μ), on peut envisager la précipitation comme un phénomène purement statistique dans lequel chaque particule ayant acquis sa charge limite, est douée d'une vitesse propre de précipitation si elle est conductrice, et où les remous fluides brassent complètement l'aérosol à tout instant sauf dans la couche infiniment voisine de l'électrode de dépôt. C'est l'hypothèse la plus défavorable; elle est classique et conduit comme on sait à un dépôt en décroissance exponentielle.

Mais, pour des vitesses pas trop grandes du courant porteur et des particules assez grosses, on prévoit, et l'expérience nous a confirmé, que les « projectiles » ont leurs trajectoires d'autant moins troublées par la turbulence qu'ils sont plus gros.

Nous nous plaçons par exemple dans ce cas simple pour comparer l'effet de la contre-émission dans un même cylindre pour des particules abandonnées à des distances croissantes de l'axe et dans trois cas de tension du fil coronisant (32, 40 et 48 kV).

Supposons donc que nous avons affaire seulement à des particules sphériques de rayon supérieur à 3 μ (Exemples : sphérules de verre fabriquées au laboratoire : de telles sphérules sont considérées comme conductrices dans un milieu ambiant d'humidité relative au moins égale à 40 %). Nous négligeons alors l'influence de l'image électrique dans la recherche de la charge limite des sphérules et de l'agitation thermique [6].

Résistance au mouvement des particules

La loi de la résistance au mouvement des particules dépend du nombre de Reynolds [7] :

$$R = \frac{2av}{v}$$

$2a$ = diamètre des particules;
 v = vitesses d'entraînement;
 ν = viscosité cinématique ($\approx 0,13$).

La loi de Stokes est exactement valable pour $R < 0,3$, et à 10 % près pour $R < 1$.

Pour des particules de 10 μ de diamètre la vitesse relative v doit être inférieure à 0,4 m/s pour avoir $R < 0,3$, et v inférieure à 1,3 m/s pour avoir $R < 1$ [1].

Nous pouvons donc appliquer la loi de Stokes pour des vitesses voisines de 1 m/s. Pour des vitesses plus grandes ou pour avoir plus de précision, nous devons faire un calcul par approximations successives qui fait intervenir le nombre de Reynolds correspondant.

Equation du mouvement

Prenons comme axes de coordonnées les axes indiqués dans la figure 32. Soit V_0 la vitesse des particules, nous avons :

$$y = V_0 t$$

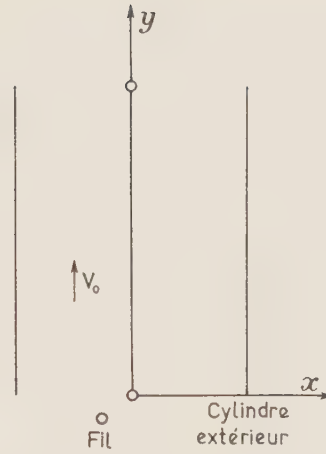


FIG. 32.

L'équation du mouvement projeté sur l'axe des x est :

$$\frac{4}{3} \pi a^3 \rho_1 \frac{d^2 x}{dt^2} = QE - 6\pi\eta a \frac{dx}{dt}$$

a = rayon de la sphère,

ρ_1 = sa masse spécifique,

$\eta = \nu\rho$, viscosité cinématique de l'air; à 20° :

$\eta = 18,4 \cdot 10^{-5}$ c.g.s.

Or :

$$Q = 3Ea^2 \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} \cdot \frac{(1 - e^{-\mu t})(\lambda + 1)^2}{(\lambda + 1)^2 - e^{-\mu t}(\lambda - 1)^2}$$

Pratiquement, l'inertie intervient très peu. En le négligeant, nous obtenons :

$$6\pi a \eta \frac{dx}{dt} = 3E^2 a^2 \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} \frac{(1 - e^{-\mu t})(\lambda + 1)^2}{(\lambda + 1)^2 - e^{-\mu t}(\lambda - 1)^2}$$

avec : $\lambda = \sqrt{\frac{k - \rho_-}{k + \rho_+}}$ (champ bi-ionisé négatif).

$$\mu = 4\pi \sqrt{k - \rho_-} \times k + \rho_+$$

$$\text{En posant : } p = \frac{aE^2}{2\pi\eta} \cdot \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}$$

et :

$$n = \left(\frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} \right)^2,$$

nous avons l'équation :

$$\frac{dx}{dt} = p \frac{1 - e^{-\mu t}}{1 - ne^{-\mu t}}$$

Comme μ varie avec l'abscisse radiale r du grain de poussière, nous allons intégrer l'équation en supposant μ constant dans un intervalle de temps très petit. Pour le calcul de x , nous allons procéder par approximations successives en nous aidant des courbes ρ_+ et ρ_- en fonction de r .

L'intégration avec $\mu = C^{\text{te}}$ nous donne :

$$x = pt + \frac{p(n-1)}{n\mu} L(1 - e^{-\mu t}) + C$$

Comme $t = \frac{y}{V_0}$,

$$x = p \frac{y}{V_0} + \frac{p(n-1)}{n\mu} L(1 - e^{-\mu y/V_0}) + C.$$

Soit h l'abscisse du point d'introduction du grain de poussière, $x = h$ lorsque $y = 0$. En remplaçant p et n par leur valeur, nous obtenons l'équation finale :

$$x = \frac{aE^2(\lambda-1)}{2\pi\eta(\lambda+1)} \cdot \frac{y}{V_0} - \frac{2a\lambda E^2}{\pi\mu\eta(\lambda^2-1)} L \left[1 - \left(\frac{\lambda-1}{\lambda+1} \right)^2 e^{-\mu y/V_0} \right] + h + \frac{2a\lambda E^2}{\pi\mu\eta(\lambda^2-1)} L \frac{4\lambda}{(\lambda+1)^2}$$

Trajectoires de particules

Nous allons construire les courbes des trajectoires théoriques des particules avec toutes les simplifications envisagées au début. Pour chacun des trois points d'introduction des particules, situés à 5, 8 et

10 cm du fil coronisant, nous construisons des courbes correspondantes à des tensions positives et négatives appliquées au fil central : 38, 40 et 48 kV.

Ces courbes deviennent pratiquement des droites au bout de 1 cm de parcours c'est-à-dire au bout de 0,01 seconde, car les particules prennent rapidement leurs charges limites. Remarquons que les trajectoires sont beaucoup plus longues lorsque la tension appliquée sur le fil est négative, ceci est dû à la faible valeur du taux de contre-émission en tension négative.

Quelques résultats numériques pour comparer les trajectoires des particules en champ bi-ionisé avec celles en champ mono-ionisé. Pour une tension négative appliquée au fil, égale à 40 kV, une particule (5μ de rayon) introduite au point $h = 8$ cm du fil, atteint le cylindre de dépôt en un point d'ordonnée :
— en champ mono-ionisé (2,34 kV/cm) : $y = 26,6$ cm
— en champ bi-ionisé (2,11 kV/cm) : $y = 113$ cm

Pour une tension positive de même valeur, avec les mêmes conditions d'études :

— en champ mono-ionisé (2,26 kV/cm) : $y = 28,5$ cm
— en champ bi-ionisé (2,31 kV/cm) : $y = 72$ cm.

Ceci montre le désavantage du champ bi-ionisé.

Vitesses de précipitation

Il est intéressant de comparer les vitesses de précipitation des particules en champ mono-ionisé et en champ bi-ionisé.

En champ mono-ionisé, cette vitesse a comme expression (en négligeant, comme pour le champ bi-ionisé, l'inertie des particules et en appliquant la loi de Stokes) :

$$v_1 = \frac{E^2 a}{2\pi\eta} \frac{t}{t + \tau}$$

(compte tenu de la loi de charge $Q = 3Ea^2 \frac{t}{t + \tau}$ [6],

avec $\tau = \frac{1}{\pi k \rho}$).

Elle atteint rapidement sa valeur limite (95 % de cette valeur au bout de 0,2 s pour un champ normal de 7,5 u.e.s. à 8 cm du fil).

$$v_{11} = \frac{E^2 a}{2\pi\eta}$$

En champ bi-ionisé, nous avons vu plus haut que l'expression de la vitesse de précipitation est :

$$v_2 = \frac{aE^2}{2\pi\eta} \cdot \frac{\lambda-1}{\lambda+1} \cdot \frac{1 - e^{-\mu t}}{1 - \left(\frac{\lambda-1}{\lambda+1} \right)^2 e^{-\mu t}}$$

Cette vitesse atteint 93 % de sa valeur limite au bout de 0,01 s pour un champ normal de 7,5 u.e.s. c.g.s. à 8 cm du fil, beaucoup plus rapidement qu'en champ mono-ionisé. Son expression est alors :

$$v_{21} = \frac{aE^2}{2\pi\eta} \cdot \frac{\lambda-1}{\lambda+1}$$

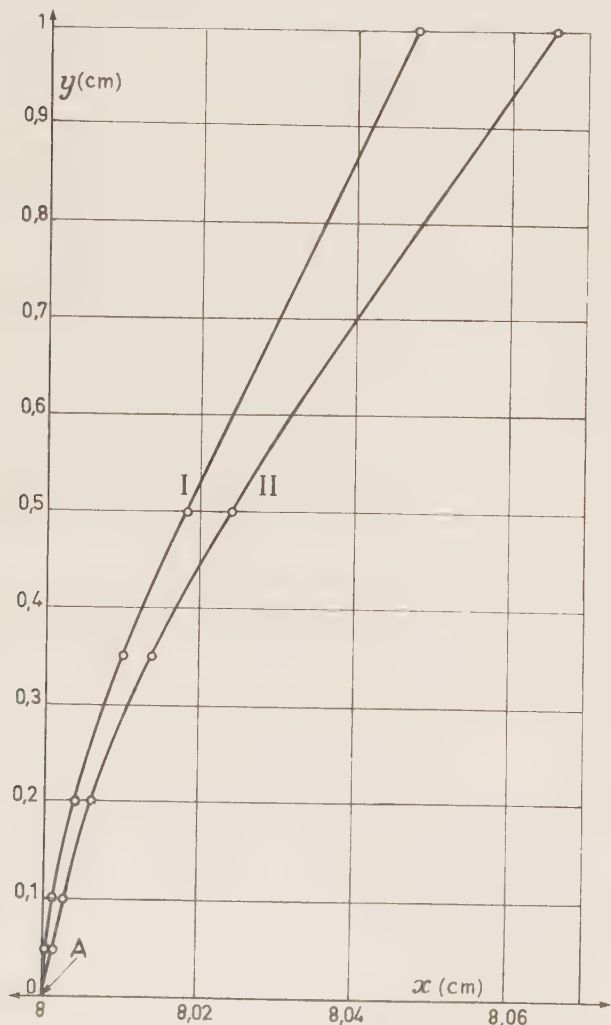


FIG. 33. — Début des trajectoires théoriques des particules (1° cm), avec $h = 8$ cm; A : point d'introduction, à 8 cm de l'axe du cylindre et à 7 cm de la paroi.
I) $V = 40$ kV négatif II) $V = 40$ kV positif

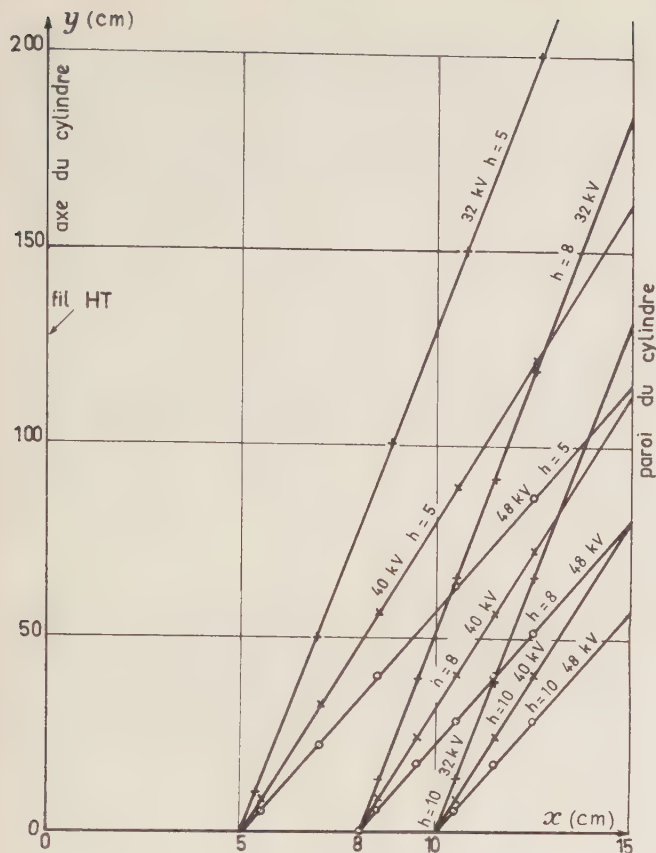


Fig. 34. — Trajectoires des particules (tensions négatives)

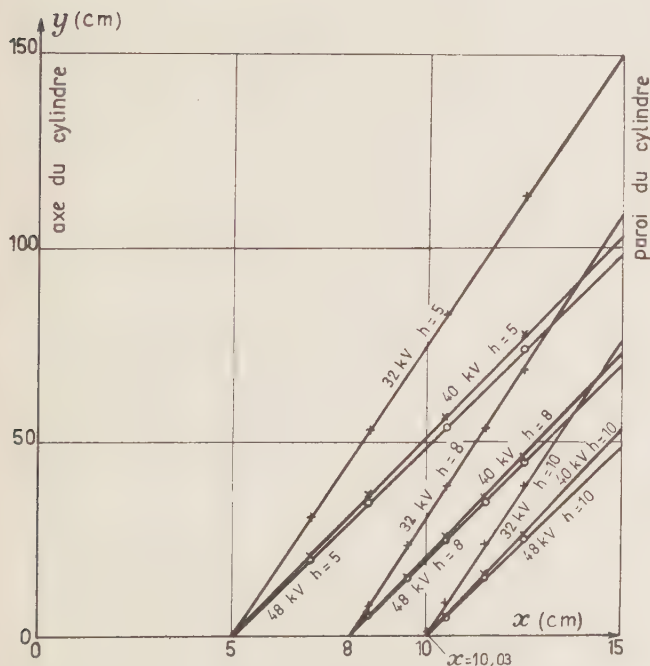


Fig. 35. — Trajectoires des particules (tensions positives).

Comme nous l'avons déjà montré, le champ bi-ionisé a à peu près la même valeur que le champ mono-ionisé dans les mêmes conditions d'expériences.

La vitesse de précipitation en champ bi-ionisé est donc approximativement égale à la vitesse en champ mono-ionisé multipliée par le coefficient $\frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}$ net-

tement inférieur à 1. Quelques valeurs numériques nous permettent d'avoir une idée précise :

Pour une tension positive appliquée au fil, égale à 40 kV ; à 8 cm du fil coronisant et au bout de 20 cm de parcours des particules ($5 \cdot 10^{-4}$ c.g.s. de rayon) :

$$v_{11} = 24,8 \text{ cm/s} \quad (E = 2,26 \text{ kV/cm})$$

$$v_{21} = 9,8 \text{ cm/s} \quad (E = 2,31 \text{ kV/cm})$$

$$\frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} = 0,38$$

Pour la même tension mais négative, et au même point :

$$v_{11} = 26,3 \text{ cm/s} \quad (E = 2,34 \text{ kV/cm})$$

$$v_{21} = 6,2 \text{ cm/s} \quad (E = 2,11 \text{ kV/cm})$$

$$\frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} = 0,28$$

Nous voyons sur ces exemples que la vitesse de précipitation est très affaiblie par le phénomène de contre-émission.

VI. — ANNEXE

ETUDE DU CHAMP BI-IONISÉ DANS LE CAS DE DEUX FILS PARALLÈLES

Nous allons étendre les méthodes et les résultats précédents à un cas de contre-émission très différent, celui où l'électrode terre se réduit à un simple fil

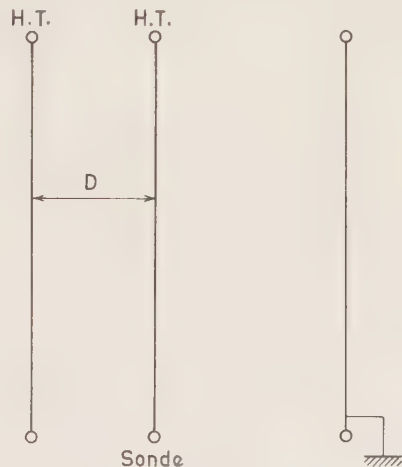


Fig. 36.

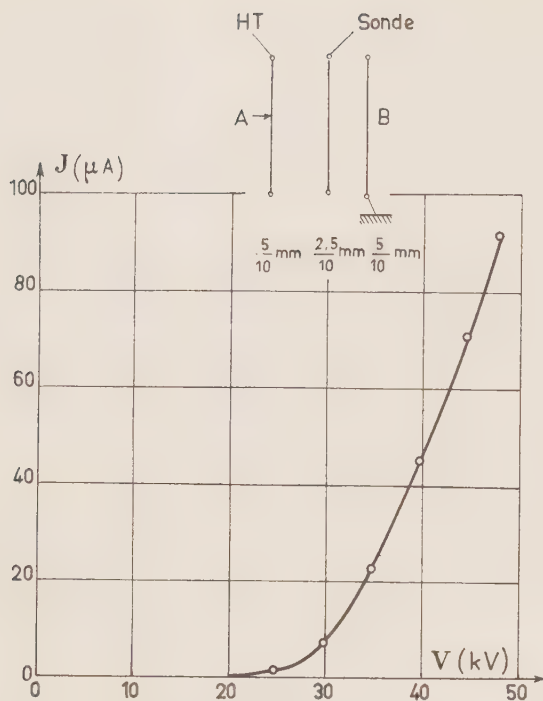


Fig. 37. — Courant d'ionisation (système deux fils parallèles)
A) Emission d'ions négatifs,
B) Emission d'ions positifs.

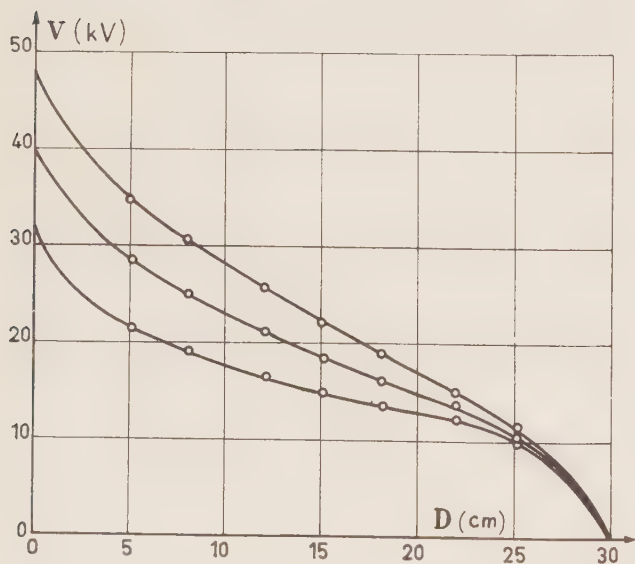


Fig. 38. — Potentiel d'espace, sonde cylindrique froide (système deux fils parallèles)

métallique lisse qui émet lui-même par effet couronne.

Considérons alors un système de deux fils parallèles de 0,5 mm de diamètre, et de 135 cm de long, situés à une distance de 30 cm l'un de l'autre. Portons l'un des fils à un haut potentiel continu négatif, l'autre étant relié à la terre. Les deux fils émettent alors des ions de signe contraire et créent un champ bi-ionisé dans l'espace qui les sépare. Installons entre

les fils et dans leur plan une sonde cylindrique froide de 0,25 mm de diamètre. Appliquons à la sonde une tension légèrement différente de la tension d'espace; le courant de sonde est mesuré avec le même montage que pour le système : fil cylindre coaxiaux.

Les caractéristiques de sonde ainsi obtenues présentent bien l'aspect étudié théoriquement : deux

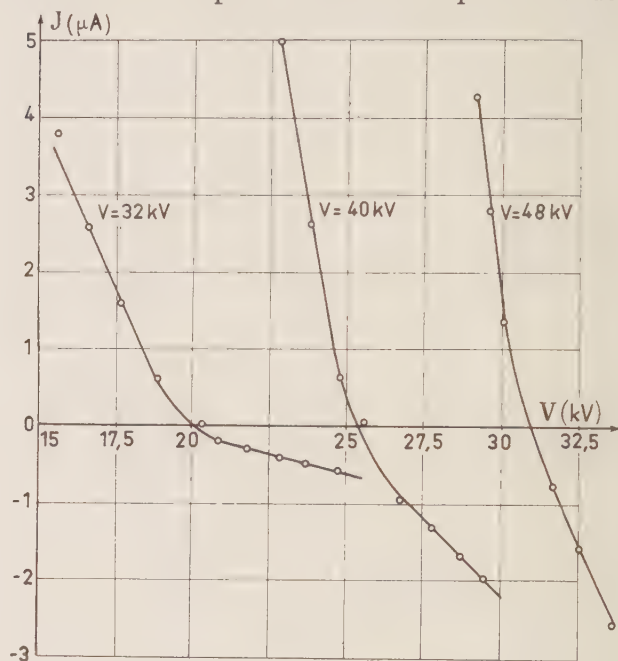


Fig. 39. — Caractéristiques de la sonde cylindrique froide (système deux fils parallèles). $D = 8$ cm

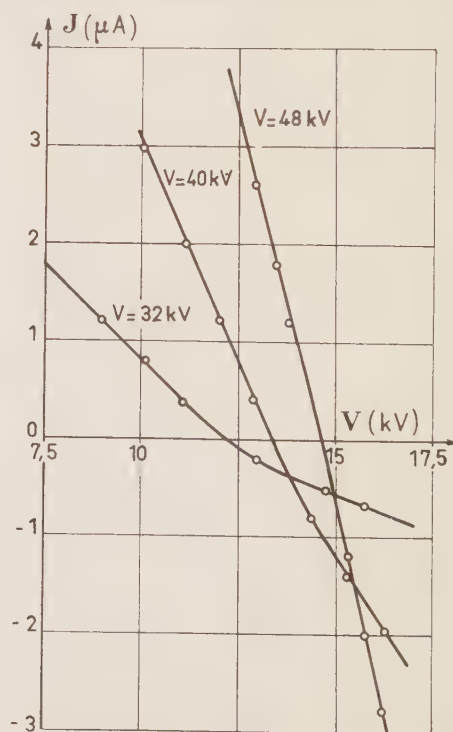


Fig. 40. — Caractéristiques de la sonde cylindrique froide (système deux fils parallèles). $D = 22$ cm

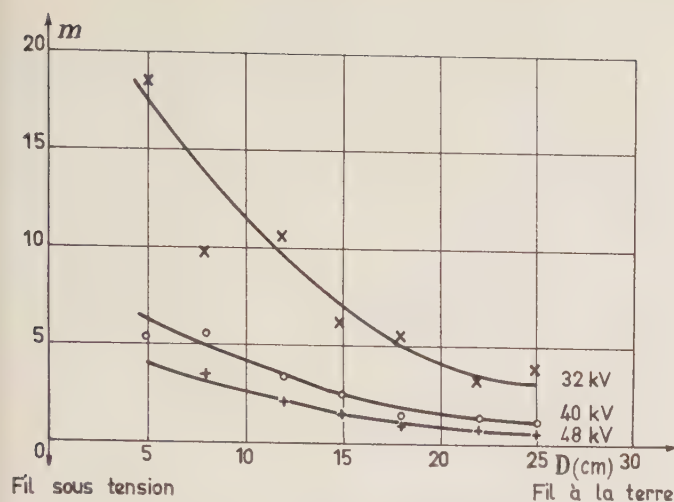


FIG. 41. — Taux de contre-émission
(système deux fils parallèles)

parties rectilignes raccordées par une partie curviligne.

Les prolongements des parties rectilignes nous donnent le potentiel d'espace et le support de leurs pentes, le taux de contre-émission.

Nous relevons en outre le courant d'ionisation total J avec un microampèremètre inséré entre le fil (à la terre) et la terre.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LAURENT E. — Thèse, Paris, 1946.
- [2] DUPUY J. — Thèse, Paris, 1956.
- [3] COCHET R. et DUPUY J. — *C. R. Acad. Sci.*, 1955, **241**, 283.
- [4] YOSHIO SATOH. — *Journ. of the Inst. of Elec. Eng. Japan*, 1932.
- [5] PAUTHENIER M., COCHET R. et DUPUY J. — *C. R. Acad. Sci.*, 1956, **243**, 1606.
- [6] PAUTHENIER M. et M^{me} MOREAU-HANOT M. — La charge des particules sphériques dans un champ ionisé, 1932.
- [7] BRUN E., CARON R. et VASSEUR M. — Introduction à l'étude de la mécanique des suspensions, *Rapport Technique du G.R.A.*, n° 15.
- [8] COCHET R. et REFFAY R. — *C. R. Acad. Sci.*, 1955, **240**, 1516.
- [9] PAUTHENIER M., DUPUY J. et TRAN AN NHAN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1958, **246**, n° 9, 1394.
- [10] COCHET R. — *C. R. Acad. Sci.*, 1955, **240**, 2387.
- [11] DUPUY J. — *C. R. Acad. Sci.*, 1957, **244**, 1737.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté :

LA SPECTROGRAPHIE DE MASSES

Vu et approuvé :

Paris, le 28 mai 1958

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

J. PERES

Vu et permis d'imprimer

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS

JEAN SARRAILH

